

N^o D'ORDRE :

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARIE-LOUISE GAULARD

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA PROPAGATION DES
ONDES ULTRASONORES LONGITUDINALES DANS LES
MILIEUX HÉTÉROGÈNES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 19 MAI 1961 devant la Commission d'examen.

MM. J. F. BARRIOL.....	<i>Président.</i>
R. FAIVRE.....	} <i>Examineurs.</i>
R. GUILLIEN.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1961

N^o D'ORDRE :

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARIE-LOUISE GAULARD

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA PROPAGATION DES
ONDES ULTRASONORES LONGITUDINALES DANS LES
MILIEUX HÉTÉROGÈNES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 19 MAI 1961 devant la Commission d'examen.

MM. J. F. BARRIOL..... *Président.*

R. FAIVRE..... }
R. GUILLIEN..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1961



UNIVERSITÉ DE NANCY. FACULTÉ DES SCIENCES

Doyen : M. URION

Assesseur : M. ECHEVIN

Doyens honoraires : MM. CORNUBERT, DELSARTE

Professeurs honoraires :

MM. GUTTON, CROZÉ, RAYBAUD, LAFFITTE, LERAY, DONZELOT, JOLY, LAPORTE, EICHHORN, CAPELLE, GODEMENT, DUBREIL, SCHWARTZ (L.), DIEUDONNÉ, DE MALLEMANN, LONGCHAMRON, LETORT, DODE, GAUTHIER, GOUDET, OLMER, CORNUBERT, CHAPELLE, GUÉRIN.

Maîtres de Conférences honoraires : MM. RAUX, LIENHART.

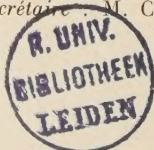
Professeurs :

MM. URION, Chimie biologique.	DUVAL, Chimie.
DELSARTE, Analyse supérieure.	COPPENS, Radiogéologie.
ROUBAULT, Géologie.	FRUHLING, Physique.
VEILLET, Biologie animale.	LIONS, M. M. P
ECHEVIN, Botanique.	SUHNER, Physique expérimentale.
WAHL, Chimie org. industr.	HILLY, Géologie.
BARRIOL, Chimie théorique.	LE GOFF, Génie chimique.
BIZETTE, Physique.	CHAPON, Chimie biologique.
GUILLIEN, Électronique.	HÉROLD, Chimie industrielle.
GIBERT, Chimie physique.	SCHWARTZ, Exploit. minière.
HERVÉ, Calcul diff. et intég.	GAYET, Physiologie.
LEGRAS, Mécanique rationnelle.	MANGENOT, Phytopathologie.
DAVID, Chimie organique.	MALAPRADE, Chimie.
BOLFA, Minéralogie.	N. Physique.
NICLAUSE, Chimie.	N. Zoologie.
FAIVRE, Physique appliquée.	N. Mécanique physique.
AUBRY, Chimie minérale.	

Maîtres de conférences :

MM. WERNER, Botanique.	RENARD, Physique théor. et nucl.
GARNIER, Agronomie.	CONDÉ, Zoologie.
BRUHAT, Mathématiques génér.	GOSSE, Génie chimique.
HADNI, Physique.	CHAMPIER, Physique.
Mme ROIZEN, Physique.	GAY, Chimie biologique.
MM. RÉGNIER, Physico-chimie.	CLIN, Paléontologie.
KERN, Minéralogie.	ROCCI, Géologie.
WEPPE, Minéralogie appliquée.	WEISS, Physique M. P. C.
BERNARD, Géologie.	Mme BASTICK, Chimie M. P. C.
ARAGNOL, Mathématiques (prop.).	VUILLAUME, Psychophysiologie.
BONVALET, Mécanique appliquée.	N. Mathématiques.
BASTICK, Chimie.	PIERRET, Maître de conf. adjoint.

Secrétaire : M. CARON.



Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Électronique de l'École Nationale Supérieure d'Électricité et de Mécanique de Nancy.

Je suis particulièrement heureuse de pouvoir remercier ici M. R. Guillion, Directeur de l'E. N. S. E. M., qui m'a donné sans compter les encouragements et les conseils nécessaires tout au long de ce travail et qui n'a cessé de porter intérêt à l'évolution de mes recherches. Qu'il veuille bien trouver, dans ces quelques mots, l'expression de ma profonde gratitude et de ma vive reconnaissance.

Je remercie M. A. Frühling, Professeur à la Faculté des Sciences de Nancy, pour ses remarques constructives, Mme S. Pauthier, Ingénieur E. S. P. C. I., pour la gentillesse avec laquelle elle m'a fait bénéficier de sa connaissance des problèmes ultrasonores, et très spécialement M. P. Biquard, Professeur à l'École Supérieure de Physique et de Chimie de la ville de Paris, qui a bien voulu distraire quelques heures d'un temps précieux pour me faire profiter de ses critiques et de ses conseils et qui a, en outre, bien voulu relire ce travail.

Mes remerciements vont aussi :

A la Chambre Syndicale des Mines de Fer de France qui a mis gracieusement à ma disposition les blocs de minerai nécessaires à mes premiers essais.

A l'École Nationale Supérieure de Géologie Appliquée et de Prospection Minière dont les laboratoires de recherches ont toujours accueilli favorablement mes demandes de lames minces.

Aux laboratoires des Hauts Fourneaux, Forges et Aciéries de Pompey, qui après m'avoir fourni les échantillons d'acier, m'ont permis de faire les mesures que je désirais sur leurs appareils.

Je remercie M. Cl. Michelot pour sa collaboration efficace.

Enfin, je remercie tous mes camarades et le personnel des laboratoires de l'E. N. S. E. M., pour l'ambiance de travail amicale qu'ils savent créer autour d'eux et que l'on est toujours heureux de retrouver.

Que tous veuillent bien accepter qu'en témoignage de ma reconnaissance je leur dédie ce travail.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA PROPAGATION DES ONDES ULTRASONORES LONGITUDINALES DANS LES MILIEUX HÉTÉROGÈNES ⁽¹⁾

Par MARIE-LOUISE GAULARD

INTRODUCTION

Après avoir pris connaissance des travaux antérieurs relatifs à la propagation des ondes ultrasonores longitudinales dans les matériaux hétérogènes, nous avons été amenés à considérer ce problème en distinguant les deux possibilités suivantes :

1) Quand la longueur d'onde ultrasonore est grande devant la dimension moyenne de l'élément de structure du matériau, la propagation se fait avec une certaine dissipation d'énergie. Il y a absorption. Cette absorption est plus ou moins importante selon le milieu étudié et elle semble, en toute première approximation, être proportionnelle à la fréquence ultrasonore.

2) Quand la longueur d'onde ultrasonore devient du même ordre de grandeur que la dimension moyenne de l'élément de structure du matériau, des anomalies apparaissent dans la propagation des ondes ultrasonores. La transmission devient faible, voire presque nulle, sans que l'on puisse parler de dissipation d'énergie. Ce n'est pas un phénomène d'absorption en ce sens qu'il n'y a pas transformation d'énergie en chaleur. Il y a diffusion des ondes ultrasonores à la limite des grains du matériau.

C'est de ce double point de vue que nous nous proposons d'étudier successivement différents matériaux hétérogènes.

(1) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Nancy pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques et soutenue le devant la Commission d'examen.

Tout d'abord, dans un milieu naturel, tel que le minerai de fer, nous recherchons quels sont les paramètres qui influent le plus directement sur le phénomène d'absorption. Cette étude est faite aux fréquences ultrasonores de 1,1 MHz et 50 kHz. A 50 kHz, la longueur d'onde ultrasonore étant grande devant l'élément de structure du minerai, nous constatons que l'absorption doit être liée aux propriétés mécaniques du matériau.

C'est cette dépendance de l'absorption et des propriétés mécaniques d'un matériau, que nous envisageons de mettre en évidence en étudiant ensuite différents échantillons de mortiers. Les mesures, faites à 1,1 MHz, pendant le phénomène de durcissement des mortiers, montrent que le coefficient d'absorption α du matériau et la célérité c dans le matériau varient d'une façon continue avec les propriétés mécaniques de ce matériau, notamment avec la résistance à la compression simple.

Enfin, nous étudions la variation de l'absorption en fonction de la dimension moyenne de l'élément de structure d'un matériau. Cette étude est faite à 2,4 et 6 MHz sur différents échantillons d'acier. Les mesures montrent que l'absorption augmente considérablement quand l'élément de structure devient de l'ordre de grandeur de la demi-longueur d'onde des ultrasons dans le matériau. Une assimilation d'un milieu à structure granulaire à un milieu feuilleté artificiel nous permet de retrouver par le calcul ce résultat expérimental.

TRAVAUX ANTÉRIEURS SUR LES MILIEUX HÉTÉROGÈNES, SUR LES SOLIDES, ROCHES ET MÉTAUX

Si de nombreux travaux ont été consacrés à l'étude de l'absorption des ondes ultrasonores dans les fluides, il n'en est pas de même pour les solides. Les mesures faites jusqu'à présent sont rares et dispersées (6).

Cependant, nous allons citer les travaux qui ont été entrepris récemment et qui utilisent la méthode que nous avons nous-mêmes employée : celle du sondage par transmission ou réflexion.

Tout d'abord, en ce qui concerne l'étude de la propagation des ondes ultrasonores dans les milieux à structure granulaire, qui nous intéresse tout spécialement, nous notons les travaux de S. Balakrishna (1) (2). Celui-ci étudie l'absorption des ondes ultrasonores dans les roches. Il note que dans les agrégats grossiers les célérités sont basses, l'absorption élevée, tandis que dans les agrégats fins, les célérités sont élevées et l'absorption basse.

Puis nous notons les travaux de E. Matsukawa et A. N. Hunter (22), qui étudient la variation de la célérité et de l'absorption dans le sable sec en fonction de la pression exercée sur le sable, à la fréquence ultra-

sonore de 20 kHz. Ces auteurs observent que la célérité croît et que l'affaiblissement décroît quand la charge est appliquée dans la direction de propagation, cependant que le contraire est vrai quand la pression est appliquée à angle droit avec la direction de propagation.

Dans une étude de tels milieux, il y aura donc intérêt à observer en même temps la variation de la célérité et celle de l'absorption.

Les travaux sur les métaux et alliages étant un peu plus nombreux, nous allons examiner ce qui a été fait dans cette direction afin d'en tirer des directives utiles pour la suite de notre travail.

R. L. Roderick et R. Truell (29) étudient l'absorption des ultrasons dans un domaine de fréquences allant de 5 à 50 MHz sur des échantillons d'acier au Cr-Mo ayant subi des traitements thermiques différents. Pour des échantillons de même composition chimique, ils notent de grandes variations de l'absorption selon le traitement thermique subi. Cependant aux basses fréquences les auteurs constatent que l'absorption apparaît être une fonction linéaire croissante de la fréquence.

Une étude sur le germanium est faite par R. Truell et J. Bronzo (32), dans un domaine de fréquence compris entre 15 et 100 MHz. Elle montre que l'absorption varie considérablement avec le traitement thermique du cristal et avec les impuretés qu'il contient.

En utilisant le sondage par réflexion et en comptant le nombre des échos multiples sur l'écran d'un oscilloscope, A. Firestone (14) étudie des échantillons de cuivre en fonction de la grosseur moyenne des grains du métal. Il constate que, quand la grosseur moyenne des grains de l'échantillon croît, l'absorption croît aussi. A 5 MHz il obtient 16 réflexions pour une grosseur moyenne de grains de 0,01 mm et seulement 3 réflexions pour des grains de 0,1 mm de grosseur moyenne : il y aurait diffusion des ondes ultrasonores à la limite des grains du métal.

N. Grossmann (17), lui, dans ses travaux fait varier le rapport λ/d (longueur d'onde ultrasonore λ dans le matériau à étudier sur dimension moyenne d du grain du matériau) de 2,5 à 100. Lorsque ce rapport devient de l'ordre de 5 la transmission des ondes ultrasonores se fait difficilement.

P. W. Mason et H. J. McSkimin (20) (21) étudient l'absorption dans l'aluminium et dans différents verres pour un domaine de fréquences ultrasonores compris entre 2 et 36 MHz. Ils arrivent aux conclusions suivantes : quand pour un même échantillon on fait croître la fréquence, on remarque à partir d'une certaine fréquence un renforcement marqué de l'absorption. A l'accroissement linéaire de l'absorption en fonction de la fréquence s'ajoute une absorption produite par la diffusion de l'onde ultrasonore sur la structure cristalline du métal. Ce dernier phénomène ne correspond pas d'ailleurs à une absorption réelle ; c'est-à-dire qu'il n'y a pas transformation d'énergie ultrasonore en chaleur. Les auteurs représentent la variation de α coefficient d'absorption en

fonction de la fréquence par la formule suivante $\alpha = \alpha_1 N + \alpha_2 N^4$, où α_1 et α_2 sont deux coefficients qui dépendent du matériau étudié et sont différents pour les ondes longitudinales et pour les ondes transversales.

Par exemple, pour l'aluminium avec une dimension moyenne de grains de 0,23 mm, et pour les ondes longitudinales, ils donnent :

$$\alpha_1 = 0,845 \cdot 10^{-9} \quad \text{et} \quad \alpha_2 = 3,74 \cdot 10^{-3} \text{ sec/cm.}$$

Dans le même ordre d'idées, W. Roth (30) étudie des échantillons d'aluminium et de magnésium ayant des dimensions moyennes de grains différentes en les sondant à des fréquences ultrasonores allant de 5 à 100 MHz. Pour tenir compte de la variation du coefficient d'absorption avec la fréquence et la grosseur du grain il adopte l'expression suivante :

$$\alpha = 2 \cdot 10^9 \frac{N}{d} + K(d)$$

d étant le diamètre des grains ;

$K(d)$ une grandeur indépendante de la fréquence et ne dépendant que de d .

De leurs travaux sur des pièces de forge en acier au Ni-Cr-Mo sur du fer Armco, du cuivre, du métal moulé, à la fréquence ultrasonore de 2,5 MHz, P. Bastien, J. Bleton et E. de Kerverseau (3) (4) (5) (18) tirent les conclusions suivantes : des anomalies dans la propagation des ondes ultrasonores apparaissent lorsque dans la constitution micrographique à froid du métal existe un élément de structure dont la dimension moyenne est égale ou multiple de la demi-longueur d'onde des ultrasons dans le milieu considéré. Les auteurs interprètent ces résultats comme dus à des vibrations individuelles des édifices cristallins simples ou complexes. En attribuant ces anomalies à un phénomène vibratoire à l'échelle du grain, il faut admettre en même temps l'influence de l'amortissement du métal qui peut modifier les phénomènes observés en les atténuant. La propagation des ultrasons mettant en jeu les régions intergranulaires, une étude approfondie peut constituer un moyen d'investigation de choix sur les propriétés et la nature des joints des cristaux.

Enfin, nous terminerons en signalant les travaux de L. G. Merkulov (24). Cet auteur étudie l'absorption de l'aluminium très purifié à des fréquences allant de 5 à 180 MHz. Jusqu'à la fréquence de 50 MHz l'absorption croît presque linéairement avec la fréquence. A des fréquences plus élevées des pertes supplémentaires apparaissent.

Nous concluons de la façon suivante :

Dans une étude de l'absorption des ondes ultrasonores dans les milieux à structure granulaire, nous distinguerons deux cas que nous traiterons successivement :

1. La longueur d'onde ultrasonore est grande devant la dimension moyenne du grain du matériau.

2. La longueur d'onde ultrasonore est de l'ordre de grandeur de la dimension moyenne du grain du matériau.

Le premier cas qui correspond au phénomène d'absorption classique avec dissipation d'énergie a été assez peu étudié jusqu'à présent. Les auteurs s'accordent pour dire que l'absorption croît linéairement avec la fréquence. Nous avons vu qu'il serait bon d'observer simultanément la variation de la célérité et la variation de l'absorption.

Quant à l'étude du deuxième cas, jusqu'à présent, elle a surtout été faite pour des métaux, et si les auteurs s'accordent à reconnaître l'existence d'anomalies de propagation lorsque la longueur d'onde λ devient de l'ordre de grandeur de la dimension moyenne d de l'élément de structure du matériau, le rapport $\frac{\lambda}{d}$ pour lequel ces anomalies apparaissent n'est pas expérimentalement bien établi.

A. — PREMIÈRE PARTIE

Étude de la propagation des ondes ultrasonores dans un milieu naturel tel que le minerai de fer.

Introduction. — Dans ce chapitre, nous nous proposons de rechercher quels sont les paramètres qui déterminent le phénomène d'absorption dans les matériaux à structure granulaire. Comme matériau d'étude nous prendrons le minerai de fer. Les raisons de ce choix sont les suivantes :

Le minerai présente une gamme très riche d'échantillons variés, il a été relativement beaucoup étudié et nous pouvons nous le procurer facilement. Nous ferons des mesures à deux fréquences ultrasonores différentes, soit 1,1 MHz et 50 kHz. Nous tirerons enfin les conclusions de nos observations.

I. — Caractéristiques chimiques, physiques et mécaniques du matériau.

a) **Structure oolithique du milieu.** — Le minerai de fer est de forme oolithique, c'est-à-dire qu'il est formé de petits oolithes ferrugineux réunis entre eux par un ciment lui-même plus ou moins ferrugineux [J. Bichelonne et P. Angot (8), E. Raguin (27)].

Ces oolithes sont formés d'écaillés concentriques enroulées autour d'un noyau, qui est un petit corpuscule quelconque, tel que grain de sable, de calcaire ou un débris d'organisme. Ils ont un diamètre inférieur à 0,5 mm, souvent de l'ordre de grandeur de 0,1 mm. Chimiquement, les oolithes sont formés par des oxydes de fer hydratés, de la chlorite, de la sidérose, de la calcite. Ces minéraux sont associés en proportions variables. Le ciment se compose des mêmes minéraux, mais il est souvent plus calcaire et souvent argileux. Tandis que la teneur en fer d'un oolithe dépasse fréquemment 50 p. 100, le ciment appauvrit le minerai et la teneur de l'ensemble descend jusqu'au-dessous de 30 p. 100.

Enfin, en Lorraine le minerai de fer est phosphoreux ce qui est dû à son origine sédimentaire : la décomposition de la matière vivante a introduit du phosphore dans le minerai sous forme de phosphocarbonate de calcium ou encore sous un état mal défini d'os fossile associé au fer. Le minerai contient aussi d'autres impuretés, telles que des minéraux clastiques, quartz, micas, etc.

Les roches assez poreuses contiennent de l'eau interstitielle : le minerai peut contenir jusqu'à 10 à 20 p. 100 de son poids d'eau.

Il a une densité voisine de 2,6.

Comme exemple, on verra sur la planche I les figures 1 et 2 qui reproduisent les photographies de deux lames minces, prises sur deux échantillons différents de la même mine de Jarny : le grossissement est de 10. Nous avons fait tailler ces lames à l'École Nationale Supérieure de Géologie de Nancy. Elles ont une épaisseur de 20 à 30 microns.

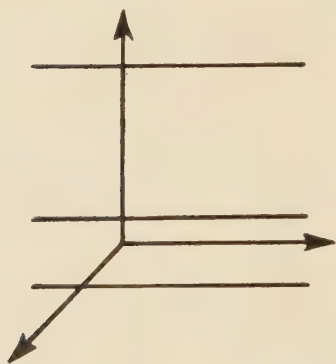


Fig. 3.

b) Hétérogénéité du milieu. —

A cause de son origine sédimentaire, le gisement lorrain se compose de différentes couches disposées les unes au-dessus des autres, en bancs horizontaux d'épaisseurs très diverses. Ces couches se distinguent les unes des autres par leur couleur, leur composition chimique et physique, leur dureté.

L'existence de ces couches (31) donne naissance à une stratification horizontale. Il y a, pour le matériau, une première direction privilégiée qui est perpendiculaire à la stratification. Une deuxième direction pri-

vilégiée est donnée dans le plan de stratification par le clivage ou fil de mine (fig. 3).

Dans le bassin lorrain, le fil de mine a une direction à peu près constante (nord-sud). Enfin, on prend le troisième axe dans le plan de la stratification, perpendiculairement au clivage.

c) **Propriétés mécaniques du milieu.** — **Mesure du module d'Young.** — Le Laboratoire du Bâtiment et des Travaux Publics de la Ville de Paris a mesuré le module d'Young du minerai lorrain sur des éprouvettes de $400 \times 72 \times 72 \text{ mm}^3$ mises en vibration. Selon l'éprouvette étudiée, on trouve un module d'élasticité qui varie de $169\,000 \text{ kgp/cm}^2$ à $495\,000 \text{ kgp/cm}^2$.

D'autres mesures ont été faites dans la masse même de la roche, pour connaître la variation du module d'élasticité autour d'un point donné A, par exemple.

Les résultats suivants ont été obtenus par M. Tincelin (31) :

Mesures faites normalement à la stratification :

$$E = 215\,000 \text{ kgp/cm}^2.$$

Mesures faites horizontalement, parallèlement à la stratification et au clivage :

$$E = 420\,000 \text{ kgp/cm}^2.$$

Mesures faites horizontalement à 45° par rapport au clivage :

$$E = 270\,000 \text{ kgp/cm}^2.$$

Si nous représentons le module d'Young par un vecteur d'origine A, en première approximation, on peut prétendre que le lieu de l'extrémité de ce vecteur est une surface du genre ellipsoïde, ayant son grand axe horizontal et parallèle à la fois à la stratification et au clivage (fig. 4).

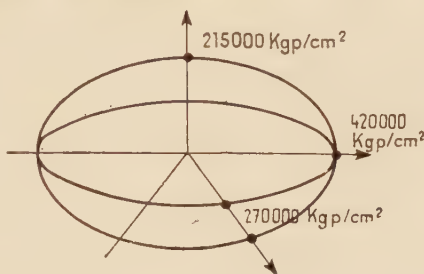


Fig. 4.

Mesures de la résistance à la compression et de la résistance à la traction. — La résistance à la compression et la résistance à la traction ont été mesurées par le Laboratoire du Bâtiment et des Travaux Publics de la Ville de Paris sur des éprouvettes provenant de mines différentes.

Les résultats mettent en évidence le caractère hétérogène du minerai :

En effet, suivant les échantillons, la résistance à la compression varie de 548 kgp/cm^2 à 161 kgp/cm^2 , tandis que la résistance à la traction varie de 51 kgp/cm^2 à 20 kgp/cm^2 . Pour donner une idée de la complexité du matériau, nous reproduisons ci-contre un tableau où, pour des échan-

tillons d'un même minéral sont rassemblées les valeurs de E , R_c et R_T . Nous nous limitons aux six échantillons qui correspondent à l'une des valeurs extrêmes déjà citées de E , R_c ou R_T .

$E_{\text{kgp/cm}^2}$	$R_{c\text{kgp/cm}^2}$	$R_{T\text{kgp/cm}^2}$
169 000	347	30
495 000	486	42
437 000	548	51
324 000	548	41
334 000	161	30
321 000	212	20

Ces données suffisent amplement à expliquer la diversité de nos propres résultats dans nos mesures du coefficient d'absorption des ondes ultrasonores.

Pour conclure, nous retiendrons :

1^o que le minéral se compose de petits grains reliés entre eux par un ciment ;

2^o que les propriétés mécaniques du matériau varient considérablement d'un échantillon à un autre. Comme, au moins pour la détermination de la célérité (qui dépend du module d'Young) ces propriétés mécaniques sont liées directement à la propagation des ondes ultrasonores, il serait intéressant de voir si elles peuvent aussi être reliées au phénomène d'absorption.

Les mesures que nous allons décrire à présent ont été faites aux fréquences ultrasonores de 1,1 MHz et 50 kHz sur des éprouvettes taillées dans des blocs de minéral de fer. Ceux-ci provenaient de la mine Charles-Ferdinand à Hettange-Grande, de la mine de Jarny et de la mine de Sainte-Marie-aux-Chênes.

II. — Mesures à 1,1 MHz.

a) **Description et caractéristiques du matériel employé.** — Le sidéroscope de la S. C. A. M. que nous avons utilisé pour nos premiers essais est un sondeur ultrasonore à quartz piézoélectrique destiné à la recherche des défauts dans les métaux et les corps acoustiquement conducteurs. Il est conçu pour travailler normalement à la fréquence ultrasonore de 1,1 MHz. Nous rappelons le principe général des sondeurs ultrasonores qui est le suivant :

Dans un milieu où la vitesse de propagation des vibrations sonores ou ultrasonores est v , on émet d'un point A (palpeur) une pulsation

ultrasonore dirigée vers un obstacle réfléchissant Z dont la distance de A est L (fig. 5).

L'onde parcourt AZ, se réfléchit en Z et parcourt le chemin inverse ZA, soit en tout accomplit un parcours de $2L$. Si t est le temps mis pour faire l'aller et retour (temps d'écho), on a $L = \frac{vt}{2}$.

La mesure du temps se fait à l'oscilloscope. En conclusion, le sondeur ultrasonore permet de détecter un obstacle réfléchissant et de le situer en direction et en distance.

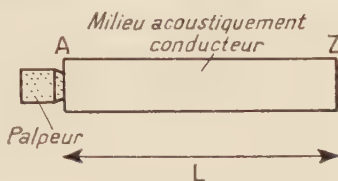


Fig. 5.

Usage d'un seul palpeur, émettant et recevant les pulsations acoustiques. **Méthode de sondage par réflexion.** — Le spot de l'oscilloscope décrit 100 ou 600 fois par seconde un trait lumineux allant de gauche à droite. Quelques microsecondes après le départ du spot, l'organe émetteur produit une impulsion électrique brève, qui est transformée en un train d'ondes ultrasonores par le quartz piézoélectrique du palpeur A en contact acoustique avec la pièce à examiner. Ce train d'ondes, d'une durée de 5 à 10 microsecondes, est visible sur l'écran de l'oscilloscope en E (fig. 6).

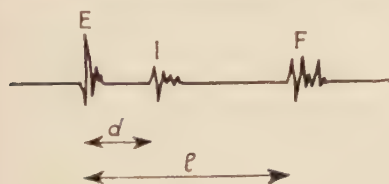


Fig. 6.

L'impulsion ultrasonore, dirigée suivant l'axe du palpeur se propage dans la pièce à sonder à la vitesse de son propre à la matière explorée; elle se réfléchit sur l'extrémité de la pièce et revient impressionner le palpeur. Ce dernier transforme

l'oscillation acoustique en oscillation électrique qui s'inscrit sur l'écran de l'oscilloscope comme écho d'extrémité F. La distance $l = EF$ représente sur l'écran la longueur $2L$ de la pièce.

Si un écho tel que I apparaît entre E et F, c'est qu'il existe un défaut intermédiaire. On peut le situer en distance D dans la pièce par rapport au palpeur, en mesurant $d = EI$:

$$D = \frac{Ld}{l}.$$

Usage de deux palpeurs, l'un servant d'émetteur, l'autre de récepteur. **Méthode de sondage par transmission.** — Le principe de fonctionnement est le même, seulement l'un des palpeurs émet l'impulsion ultrasonore dans la pièce, tandis que l'autre reçoit l'impulsion après que celle-ci ait traversé la pièce.

Avec des quartz piézoélectriques de 3 cm de diamètre et de 0,3 cm d'épaisseur, le sidéroscope permet les deux méthodes de sondage, à la fréquence ultrasonore de 1,1 MHz.

Avec des quartz de 3 cm de diamètre et de 0,1 cm d'épaisseur, l'appareil ne permet plus que la méthode de sondage par réflexion, mais cette fois aux trois fréquences ultrasonores suivantes : 1,1 MHz et, en changeant le circuit d'accord du générateur d'impulsions, 0,7 MHz et 1,7 MHz.

b' Mesures et résultats. — Nous avons fait tailler dans un même bloc de minéral une série d'échantillons ayant la forme de lames épaisses d'épaisseurs croissantes. Une lame étant caractérisée par son épaisseur x , nous avons la série d'échantillons suivante :

$$x = 1 \text{ cm, } 1,8 \text{ cm, } 2,7 \text{ cm, } 3,7 \text{ cm, } 4,8 \text{ cm.}$$

Nous avons pris grand soin que les faces opposées de chacune de ces lames soient à la fois bien planes et bien parallèles.

Les premières expériences ont été faites à la fréquence de 1,1 MHz

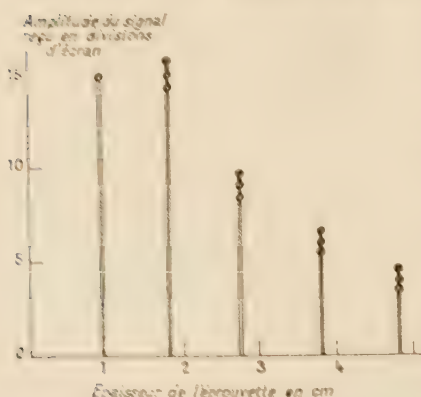


Fig. 7.

en employant la méthode de sondage par réflexion, avec un quartz de 0,3 cm d'épaisseur servant à la fois d'émetteur et de récepteur. L'eau mouillant bien le minéral, le contact acoustique quartz-minéral était assuré par de l'eau.

Nous n'avons obtenu aucun résultat.

Nous avons alors employé toujours à la fréquence de 1,1 MHz la méthode de sondage par transmission en utilisant cette fois deux quartz, chacun de 0,3 cm d'épaisseur, l'un servant d'émetteur, l'autre

de récepteur. L'amplitude du signal émis étant constante, nous notons l'amplitude du signal reçu après que celui-ci ait traversé une épaisseur déterminée du matériau. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure 7. Ils correspondent aux cinq éprouvettes déjà mentionnées d'épaisseurs respectives 1, 1,8, 2,7, 3,7 et 4,8 cm.

Les mesures d'amplitude sur l'écran quadrillé de l'oscilloscope sont faites à un carreau près. Cette erreur est due principalement à la différence des résultats obtenus suivant que l'on fait la mesure en un point ou un autre d'une même éprouvette.

Soit x_1 et x_2 les épaisseurs respectives de deux de nos échantillons et soit A_1 et A_2 les amplitudes du signal reçu après la traversée de ces échantillons, si α est le coefficient d'absorption ultrasonore et a condition que l'amplitude A_0 du signal émis demeure constante, nous avons :

$$\alpha = \frac{\log_e \frac{A_1}{A_2}}{x_2 - x_1}$$

Si nous prenons :

$$\begin{array}{ll} x_1 = 1,8 \text{ cm} & x_2 = 4,8 \text{ cm} \\ A_1 = 14,5 & A_2 = 3,5. \end{array}$$

La valeur trouvée pour α est de l'ordre de grandeur de : $\alpha \approx 0,5$ Nep/cm, c'est-à-dire qu'au bout d'une longueur :

$$x = \frac{l}{\alpha} = 2 \text{ cm}$$

l'amplitude initiale A_0 est divisée par 2,7.

Ces mesures nous ont permis, en outre, de connaître la célérité de l'onde ultrasonore dans le minéral. Elle a été mesurée à l'oscilloscope par comparaison avec la célérité dans une barre de duralumin de 1 m de long et qui est donnée comme étant égale à 5 080 m/sec ; on trouve c égale à 2 700 m/sec.

En nous basant sur cette valeur, nous allons pouvoir calculer l'impédance acoustique, la longueur d'onde, la longueur du train d'ondes et la directivité du faisceau ultrasonore dans le minéral, en prenant pour ρ , masse spécifique, une valeur moyenne de 2,6 g/cm³. Soit :

l'impédance acoustique $\rho c = 7 \cdot 10^5$ C. G. S. ;

la longueur d'onde $\lambda = \frac{c}{N} = 0,24$ cm ;

la longueur du train d'ondes (en prenant $t = 5 \cdot 10^{-6}$ sec) :

$$l = ct = 1,35 \text{ cm} ;$$

la valeur du demi-angle au sommet du cône d'émission :

$$\sin i = 1,22 \frac{\lambda}{D} = 0,098 \quad i = 6^\circ.$$

Malheureusement d'autres mesures d'absorption faites avec d'autres échantillons taillés dans d'autres blocs de minéral nous ont donné des résultats tout à fait différents. Alors que, pour les échantillons précédemment décrits, nous avons trouvé pour α une valeur moyenne de 0,5 Nep/cm, le coefficient d'absorption peut pour certains échantillons privilégiés s'abaisser à 0,2 Nep/cm, tandis que pour d'autres il peut s'élever à une valeur telle qu'il devient impossible d'observer le passage

des ultrasons, tout au moins avec les moyens que nous avons à notre disposition.

Pour en terminer avec les possibilités que nous offre le sidéroscope, nous rappelons qu'il peut aussi fonctionner aux fréquences de 0,7 MHz, 1,1 MHz et 1,7 MHz, en utilisant la méthode du sondage par réflexion, avec des quartz de 0,1 cm d'épaisseur.

Les essais ont été faits avec différents échantillons : ils n'ont donné aucun résultat.

De ces mesures à 1,1 MHz deux conclusions s'imposent :

De toute façon, même dans les cas les plus favorables, l'absorption est très élevée. La valeur du coefficient d'absorption est très variable d'un échantillon de minerai à un autre.

III. — Mesures à 50 kHz.

Désirant avoir une idée, au moins qualitative, de la valeur de l'absorption des ondes ultrasonores dans le domaine des fréquences de l'ordre de 10^4 Hz, nous nous sommes adressés à la Société Sadir-Carpentier qui est spécialisée dans la production de matériel ultrasonore destiné aux sondages sous-marins (matériel de pêche). Cette société nous a prêté son matériel afin de nous permettre de faire les quelques mesures nécessaires pour nous donner l'ordre de grandeur de l'absorption dans le minerai de fer à 50 kHz.

a) Description et caractéristiques du matériel employé. — C'est un sondeur ultrasonore à magnétostriktion conçu pour travailler en employant la méthode du sondage par réflexion et ceci à la fréquence ultrasonore de 50 kHz.

Les trains d'ondes émis peuvent avoir une durée de 1 à 6 millisecondes. Cette durée est déterminée par un contact tournant. Or, en nous mettant dans les conditions les plus favorables (durée du signal d'émission de 1 milliseconde) et en nous reportant pour la célérité à la valeur déjà trouvée de 2 700 m/sec, nous voyons que la longueur du train d'ondes dans le minerai est de 2,7 m. Cette longueur est beaucoup trop grande. Cela revient à dire que, en employant la méthode de sondage par réflexion, tant que la profondeur de minerai ne dépassera pas 1,35 m, le train d'ondes émis nous gênera pour observer les réflexions. De plus, pour faire des essais sur éprouvettes, il sera nécessaire de posséder des échantillons ayant au moins 1 m de long, ce qui est impossible à réaliser. Nous avons réussi, en agissant mécaniquement sur le contact tournant, à réduire la durée du signal d'émission au tiers de sa valeur. La longueur du train d'ondes dans le minerai est alors de 0,90 m. C'est encore beaucoup mais nous n'avons pas eu le matériel assez longtemps à notre disposition pour pouvoir le modifier davantage.

b) **Mesures et résultats.** — Pour ces mesures, nous avons utilisé deux éprouvettes dont les dimensions sont respectivement de :

$$6 \times 6 \times 25 \text{ cm}^3 \quad \text{et} \quad 6 \times 6 \times 35 \text{ cm}^3.$$

Nous avons, tout d'abord, appliqué la méthode du sondage par réflexion à la seconde éprouvette. Le contact acoustique entre l'émetteur-récepteur et le barreau de minerai est assuré par de l'huile (fig. 8). Sur l'écran de l'oscilloscope, le signal d'émission, trop long, a naturellement tendance à masquer le signal reçu après réflexion sur l'extrémité libre du barreau. On peut cependant évaluer l'amplitude A du signal reçu au tiers de l'amplitude A_0 du signal émis :

$$\alpha = -\frac{\log_e \frac{A_0}{A}}{x} \quad \text{avec :} \quad \frac{A_0}{A} = 3 \quad x = 2L = 70 \text{ cm}$$

d'où :

$$\alpha = 0,015 \text{ Nep/cm.}$$

C'est-à-dire qu'il faut une longueur de minerai de $x = \frac{1}{\alpha} = 66 \text{ cm}$ pour que l'amplitude du signal émis soit divisée par 2,7.

Nous avons fait ensuite une mesure par la méthode de sondage par transmission. L'émetteur-récepteur se composant de deux éléments identiques montés en série, nous avons dissocié ces derniers, l'un des éléments servant cette fois uniquement d'émetteur, l'autre de récepteur : le contact acoustique nickel-minerai est toujours assuré par de l'huile. La mesure se présente de la façon suivante (fig. 9).

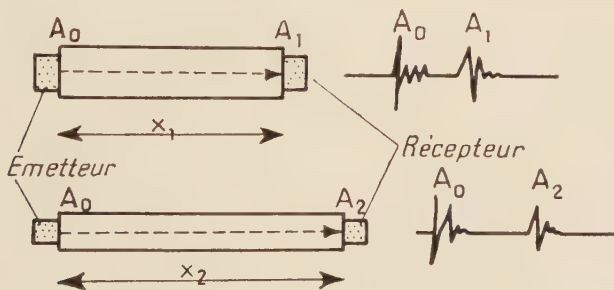


Fig. 9.

L'amplitude du signal d'émission ayant une hauteur constante et bien déterminée A_0 , on soumet successivement au passage de l'impulsion ultrasonore les deux éprouvettes de longueurs respectives :

$$x_1 = 25 \text{ cm} \quad x_2 = 35 \text{ cm}$$

et on note sur l'écran de l'oscilloscope les hauteurs A_1 et A_2 de l'amplitude des signaux reçus.

On a ensuite :

$$\alpha = \frac{\log_e \frac{A_1}{A_2}}{x_2 - x_1}.$$

L'avantage de cette mesure est que les signaux sont mieux séparés sur l'écran de l'oscilloscope. Le principal inconvénient est que la différence de longueur des éprouvettes $x_2 - x_1$ étant faible (10 cm), les erreurs de mesure sont très grandes. Un autre inconvénient est l'emploi de deux éprouvettes, qui peuvent (étant donné nos premières mesures à 1,1 MHz) avoir des propriétés acoustiques différentes.

Nous notons cependant :

$$\frac{A_1}{A_2} = 1,75 \quad x_2 - x_1 = 10 \text{ cm} \quad \alpha = 0,05 \text{ Nep/cm.}$$

Il faut une longueur $x = \frac{1}{\alpha} = 20 \text{ cm}$ de minerai pour que l'amplitude du signal émis soit divisée par 2,7.

Pour compléter ces essais sur éprouvettes à 50 kHz, nous avons fait quelques mesures sur deux gros blocs de minerai :

a) *Essais sur un bloc de 60 cm de large, 15 cm d'épaisseur et 40 cm de profondeur.*

Le premier essai a été fait par transmission dans le sens de la profondeur. Deux faces parallèles étaient meulées, l'une en face de l'autre pour permettre d'un côté l'application de l'élément émetteur, de l'autre l'application de l'élément récepteur. Effectivement, l'élément récepteur enregistre un signal, mais il est très affaibli. Le rapport $\frac{A_0}{A}$ est difficile à évaluer.

Le deuxième essai a été fait en sondant le bloc par réflexion dans le sens de la profondeur, les deux éléments émetteur-récepteur étant sur la même face. Au maximum de la sensibilité, le signal reçu après réflexion n'est pas décelable.

b) *Essai sur un bloc de 70 cm de côté.* — Sur ce bloc, aussi, des surfaces planes et parallèles étaient meulées de façon à permettre un sondage par transmission dans un sens (sens des couches) puis dans le sens perpendiculaire aux couches.

L'expérience montre que le signal reçu dans le deuxième cas a une amplitude moitié de celle du signal reçu dans le premier cas.

En résumé :

À 1,1 MHz, le coefficient d'absorption varie, suivant l'éprouvette étudiée, de :

$$\alpha = 0,2 \text{ Nep/cm à } \alpha > 0,5 \text{ Nep/cm}$$

à 50 kHz les valeurs trouvées donnent :

$$\alpha = 0,015 \text{ Nep/cm} \quad \text{et} \quad \alpha = 0,05 \text{ Nep/cm.}$$

On peut donc dire que l'absorption décroît quand la fréquence des ondes ultrasonores décroît.

De toute façon, cette absorption reste très forte.

Elle est très variable d'un échantillon de minerai à un autre.

Conclusion. — Nous constatons que pour le minerai de fer, l'absorption ultrasonore est beaucoup plus forte à 1,1 MHz qu'à 50 kHz, ce qui concorde avec le résultat général des travaux antérieurs à savoir que l'absorption croît avec la fréquence.

De plus, la mesure de la célérité dans le matériau ($c = 2\,700$ m/sec, A. II-*b*) et l'étude des caractéristiques du milieu (diamètre moyen des oolites compris entre 0,5 et 0,1 mm, A. I-*a*) nous font connaître qu'à la fréquence de 1,1 MHz la longueur d'onde ultrasonore dans le minerai (0,24 cm) est encore grande devant la dimension moyenne de l'élément de structure du matériau. On devra donc rechercher ailleurs que dans des raisons de structure la cause de la valeur élevée du coefficient d'absorption à 1,1 MHz.

Enfin, à 50 kHz la longueur d'onde ultrasonore (5,4 cm) est très grande devant la dimension moyenne de l'élément de structure du minerai et nous notons l'influence de la stratification, et de la qualité du ciment qui sert de liant entre les oolites, donc des propriétés mécaniques du matériau sur la valeur du coefficient d'absorption.

C'est pourquoi, dans le prochain chapitre, nous chercherons à étudier la variation de l'absorption en fonction des propriétés mécaniques d'un matériau.

B. — DEUXIÈME PARTIE

Étude de la propagation des ondes ultrasonores dans un milieu artificiel tel que le mortier.

Introduction. — Dans ce chapitre, nous allons étudier la variation de l'absorption en fonction des propriétés mécaniques d'un matériau. Comme matériau d'étude nous abandonnons les milieux naturels comme

le minerai de fer où trop de paramètres incontrôlables viennent perturber les mesures pour choisir un milieu artificiel. Nous avons choisi d'étudier les mortiers, spécialement pendant le phénomène de durcissement, pour les raisons suivantes : du point de vue de la structure un mortier se compose de grains de sable entourés de ciment. C'est donc un matériau dont la structure granulaire est analogue à celle du minerai de fer. Pendant le durcissement, seules les propriétés mécaniques du mortier varient tandis que la structure granulaire reste inchangée. Enfin, le durcissement se fait sous l'eau ce qui est une très bonne condition de travail pour une étude ultrasonore. Après un bref rappel théorique, nous exposerons nos méthodes de mesure et les résultats que nous avons obtenus.

I. — Position du problème au point de vue théorique.

a) Lois de propagation d'une onde plane dans un solide élastique, homogène, isotrope et indéfini. — L'étude de la propagation d'une onde plane dans un solide élastique, homogène, isotrope et indéfini [H. Poincaré (26), G. Bruhat (9)] se ramène, quand on peut négliger la valeur du coefficient de Poisson devant 1, à l'étude de la propagation d'une onde plane dans une barre cylindrique, élastique, homogène, isotrope et indéfinie. Pour résoudre ce problème nous avons à notre disposition [A. Fouillé (15)] :

a) l'équation des forces vives ;

b) l'équation de Hooke,

qui s'écrivent, si l'onde se propage suivant l'axe ox de la barre cylindrique :

$$(1) \quad \frac{\partial p}{\partial x} = -\rho \frac{\partial u}{\partial t}$$

$$(2) \quad \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{E} \frac{\partial p}{\partial t}$$

où, en point $M(x)$ du milieu étudié nous désignons par $p(x, t)$ la pression :
 ρ la masse spécifique, E le module d'Young,

$\xi(x, t)$ la composante de la déformation, $u = \frac{\partial \xi}{\partial t}$.

Un solide réel peut être considéré comme parfaitement élastique tant que les contraintes qui lui sont appliquées n'entraînent en lui que des déformations réversibles.

b) Phénomènes inélastiques. — Cependant, le plus souvent, pour un solide réel apparaissent des phénomènes inélastiques, pour lesquels les déformations deviennent irréversibles [J. Courbon (10)]. Il n'y a

plus restitution complète du travail dépensé pour déformer le corps, mais il y a dissipation d'énergie. Parmi ces phénomènes, on distingue notamment :

1) **L'hystérésis mécanique** (fig. 10). — La contrainte variant suivant une loi définie et périodique en fonction du temps, la courbe qui représente la variation de la déformation en fonction de la contrainte se fixe

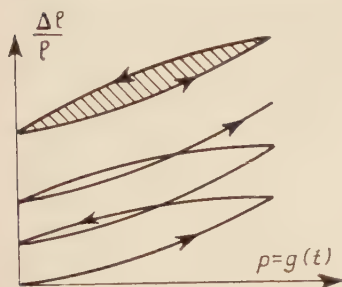


Fig. 10.

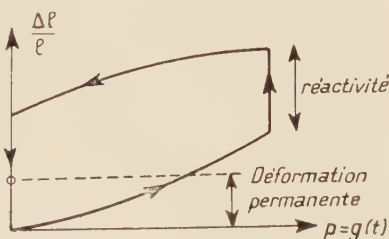


Fig. 11.

progressivement sur un cycle fermé dont l'aire correspond au travail transformé en chaleur : on dit alors qu'il y a accommodation. Si la courbe n'arrive pas à se fixer sur un cycle fermé, on dit qu'il y a viscosité.

2) **La réactivité** (fig. 11). — Il y a un certain décalage de temps entre l'application de la contrainte et l'équilibre correspondant. L'application de la contrainte provoque immédiatement une certaine déformation qui continue ensuite à croître beaucoup plus lentement pendant un temps qui peut être très long. La suppression de la contrainte produit le phénomène inverse. Le corps peut revenir à son état initial. En général, il reste des déformations permanentes.

c) **Caractéristiques mécaniques d'un matériau.** — Un matériau parfaitement élastique, ou considéré comme tel, est caractérisé par son module d'Young E . Un matériau quelconque est souvent caractérisé par sa résistance à la compression simple R_c . On détermine R_c au moyen d'une presse qui comprime progressivement le matériau taillé en cube, en prisme ou en cylindre jusqu'à obtention de la rupture. On donne aussi très souvent la valeur de la résistance à la traction simple R_T . La connaissance de ces deux valeurs R_c et R_T donne une idée de l'inélasticité du matériau [J. Courbon (11)].

Nous avons vu, au cours de nos essais préliminaires, comment, pour le minerai de fer, les valeurs de E , R_c et R_T sont disparates suivant les

échantillons et nous avons annoncé notre désir de rechercher comment varie le coefficient d'absorption ultrasonore d'un matériau en fonction de ses propriétés mécaniques.

C'est ce que nous ferons dans la suite de ce chapitre pour différents échantillons de mortier où nous nous occuperons essentiellement, à structure constante, de la variation du coefficient d'absorption ultrasonore α de ce matériau en fonction de sa résistance à la compression simple.

II. — Étude expérimentale de l'absorption en fonction des propriétés mécaniques des mortiers.

a) Propriétés mécaniques des mortiers. — Cette étude est faite sur du mortier normal, c'est-à-dire composé en poids d'une partie de ciment et de trois parties de sable.

Le durcissement d'un ciment au cours de la prise correspond à un accroissement plus ou moins rapide en fonction du temps, de la résistance à la compression R_c , et de la résistance à la traction R_T , les

Nature du liant	Résistance à la compression à (en kgp/cm ²)		
	2 jours	7 jours	28 jours
Portland CPAL 250-315	—	250	315
Fondu Lafarge.	315	355	400

ciments n'atteignant d'ailleurs qu'asymptotiquement leur résistance maximum. Pour fixer les idées, nous donnons les valeurs imposées à R_c par les normes officielles pour du mortier normal et pour deux sortes de liants : le ciment Portland artificiel CPAL 250-315 et le ciment fondu Lafarge 315-400 [M. Duriez (12)].

b) Dispositif expérimental et mesures. — Fabrication des éprouvettes.

— Pour la fabrication des éprouvettes, nous nous sommes reportés aux indications données par la norme française AFNOR NF P. 15301 de mars 1956 : échantillons et éprouvettes, techniques des essais (25) :

Nous avons employé du sable de rivière, tamisé avec un tamis n° 30 (Module AFNOR), la dimension intérieure des mailles étant de 0,8 mm. Le liant que nous avons utilisé a été soit du ciment Portland 250-315 Xeuilley, soit du ciment fondu 315-400 Lafarge. Aussitôt fait, le mortier est placé dans des moules cubiques de 5 cm de côté. Les éprou-

vettes ainsi formées sont conservées dans leurs moules pendant 24 heures, puis après démoulage, immergées dans l'eau potable à une température de 15° à 18° C.

Les conditions de travail imposées par les normes nous permettent de faire une étude de l'absorption ultrasonore dans d'excellentes conditions. Dans nos expériences l'eau est tout naturellement l'agent qui assure les contacts acoustiques.

Matériel ultrasonore employé. — Pour cette série d'expériences nous avons utilisé le sidéroscope de la SCAM et nous avons employé la méthode de *sondage par transmission* en prenant des disques de quartz de 3 cm de diamètre et 0,3 cm d'épaisseur (A. II-a).

Nous rappelons que la fréquence ultrasonore est de 1,1 MHz.

La durée du train d'ondes est choisie comme l'une des plus courtes possible, compatible avec cette fréquence, soit 5 à 6 microsecondes.

Dispositif de mesure. — La durée d'une expérience sur une éprouvette est d'une vingtaine de jours. Il faut, durant ce temps, assurer à l'éprouvette de mortier de bonnes conditions de durcissement et au dispositif de mesures ultrasonores une bonne stabilité.

Dans ce but, nous avons construit un support qui permet à la fois, à l'éprouvette d'avoir le plus grand contact possible avec l'eau, et aux deux quartz émetteur et récepteur de conserver la même place sur l'éprouvette pendant toute la durée de l'expérience.

Le dispositif choisi se compose essentiellement de deux plaques d'ébène carrées de 9 cm de côté que quatre tiges filetées relient entre elles.

Lors du démoulage des éprouvettes, on procède à la mise en place de l'ensemble, l'échantillon de mortier est placé entre les deux quartz, on peut voir le détail de l'installation sur la figure 12.

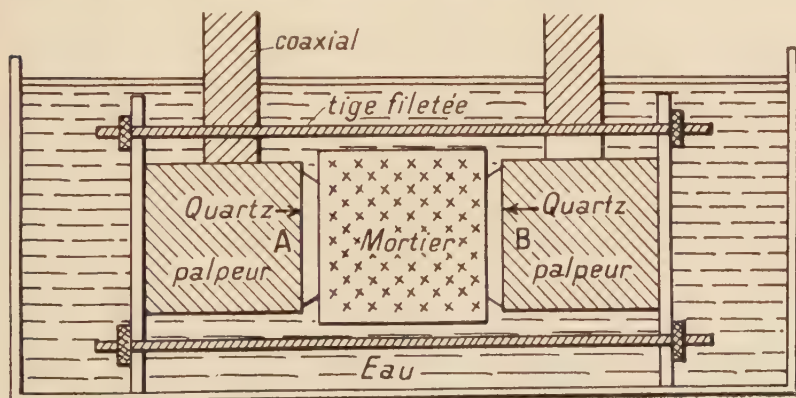


Fig. 12.

Des coaxiaux rigides, avec joints de caoutchouc, permettent d'amener la tension d'excitation d'une part du générateur d'impulsions au palpeur émetteur A, d'autre part du palpeur récepteur B à l'oscilloscope.

On place ensuite ce dispositif dans l'eau, où il demeure pendant tout le temps de l'expérience dans les conditions de température imposées par les normes, c'est-à-dire entre 15° et 18° C.

Mesures. — Nous donnons ci-après la reproduction des courbes que nous avons obtenues au cours de nos mesures. Ces mesures se présentent de la façon suivante : sur l'écran de l'oscilloscope, recouvert d'un quadrillage transparent, nous observons

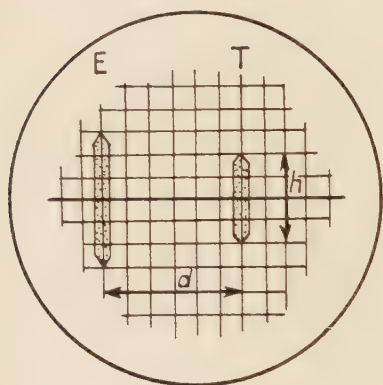


Fig. 13.

simultanément le signal d'émission E et le signal reçu après transmission T (fig. 13). Le signal d'émission E est maintenu constant. Pour toutes les mesures dont il est question dans ce chapitre, il est caractérisé par une amplitude h_0 de 25 divisions verticales d'écran. Le signal reçu T est caractérisé par son amplitude h en divisions verticales d'écran et par sa distance du signal d'émission d , en divisions horizontales d'écran. Plus h sera petit, plus l'absorption sera grande ; plus d sera petit, plus la célérité sera grande (relations 3).

Sur nos courbes, nous mettrons toujours :

— En abscisse le temps en jours.

— En ordonnée : h en divisions d'écran pour les courbes qui se rapportent à l'étude de l'absorption ; d en divisions d'écran pour la courbe qui se rapporte à l'étude de la célérité.

Les deux premières courbes sont relatives au ciment Portland (fig. 14 et 15), la troisième au ciment fondu (fig. 16). Nous n'avons pu observer de variation de célérité avec le ciment fondu, le palier étant atteint beaucoup trop rapidement.

Des courbes expérimentales des figures 14, 15 et 16 nous pouvons déduire les variations respectives du coefficient d'absorption α et de la célérité c en fonction du temps au cours du phénomène de durcissement : pour cela nous comparons les valeurs de h et de d qui caractérisent à un instant donné le signal reçu après transmission dans l'éprouvette de mortier de longueur x (nous savons que cette longueur est

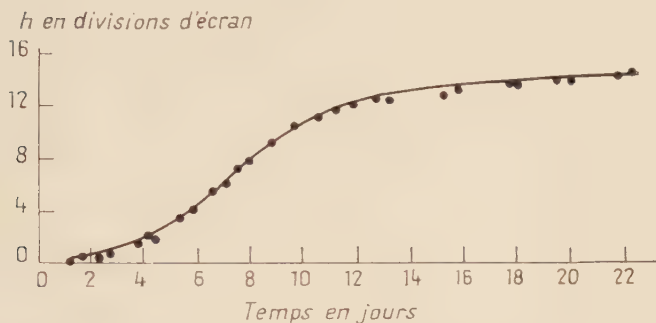


Fig. 14. — Mortier fait avec du ciment Portland : Variation de l'amplitude du signal reçu en fonction du temps pendant le durcissement.

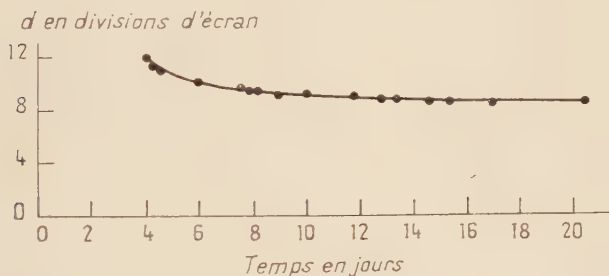


Fig. 15. — Sur le même échantillon que sur la figure 14 : Variation de d en fonction du temps pendant le durcissement.

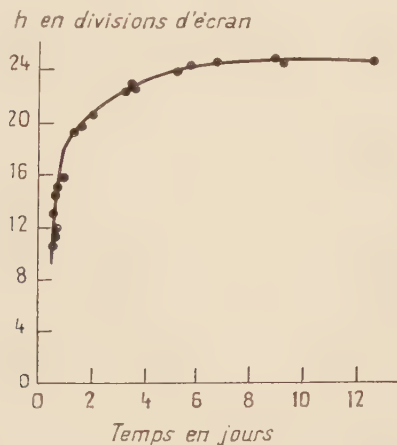


Fig. 16. — Mortier fait avec du ciment fondu : Variation de l'amplitude du signal reçu en fonction du temps pendant le durcissement.

égale à 5 cm), aux valeurs h_d et d_d du même signal reçu après transmission dans une éprouvette de duralumin de longueur x_d .

L'absorption dans le duralumin peut être considérée comme négligeable, ce qui fait que nous avons sensiblement :

$$h_d = h_0 = 25 \text{ divisions verticales d'écran.}$$

Nous avons d'autre part :

$$d_d = 11 \text{ divisions horizontales d'écran ;}$$

$$x_d = 10,7 \text{ cm.}$$

Nous prenons comme valeur de la célérité dans le duralumin :

$$c_d = 5\,080 \text{ m/sec.}$$

Nous avons :

$$(3) \quad \alpha = \frac{1}{x} \log_e \frac{h_d}{h} \text{ Nep/cm.}$$

$$c = \frac{x d_d}{x_d d} c_d.$$

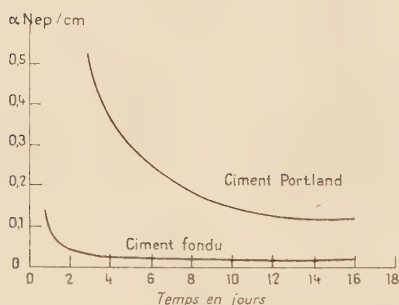


Fig. 17. — Variation du coefficient d'absorption dans les mortiers en fonction du temps pendant le durcissement.

courbes de la figure 17 nous permet de dire que :

1° Pour un même échantillon, quand la résistance à la compression croît, le coefficient d'absorption décroît.

2° Entre différents échantillons, plus la résistance à la compression est grande, plus le coefficient d'absorption est faible.

3° Il semble y avoir dépen-

Nous donnons sur la figure 17 les courbes qui représentent pour le ciment Portland et pour le ciment fondu la variation de α en nepers par centimètre en fonction du temps en jours, et sur la figure 18 la courbe qui représente pour le ciment Portland la variation de c en mètres par seconde.

c) **Discussion des résultats.** — En ce qui concerne l'absorption, l'examen des

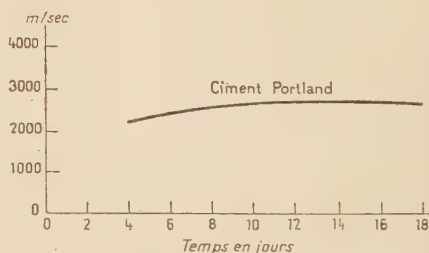


Fig. 18. — Variation de la célérité en fonction du temps pendant le durcissement.

dance entre la variation de la résistance à la compression et la variation du coefficient d'absorption.

En effet, si nous reproduisons côte à côte, d'une part les courbes (fig. 19) imposées par les normes de fabrication (B. II-a) et qui donnent la variation de la résistance à la compression en fonction du temps pendant le durcissement pour des échantillons de mortier fabriqués avec du ciment Portland et avec du ciment fondu, et d'autre part (fig. 20) les courbes expérimentales des figures 14 et 16 qui donnent la variation de l'amplitude h du signal reçu après transmission en fonction du même temps et pour les mêmes échantillons de mortier, nous constatons que ces courbes ont entre elles une certaine similitude d'allure.

En ce qui concerne la célé-

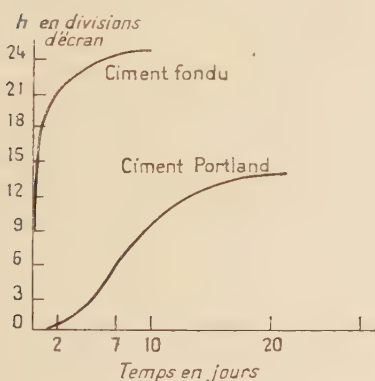


Fig. 20. — Rappel des courbes expérimentales. Variation de h en fonction du temps pendant le durcissement.

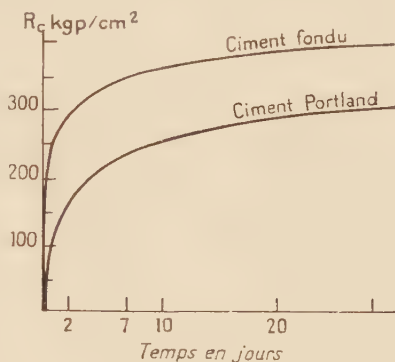


Fig. 19. — Courbes données par les normes de fabrication. Variation de la résistance à la compression en fonction du temps, pendant le durcissement.

rité, l'examen de la courbe de la figure 18 nous permet de dire que :

1° Au cours du phénomène de durcissement, la célérité croît d'abord pour se stabiliser ensuite.

De plus, la comparaison des figures 17 et 18 nous permet de dire que :

2° La célérité croît quand l'absorption décroît.

Cette étude de l'absorption et de la célérité des ondes ultrasonores dans différents échantillons de mortier a été faite à structure constante.

Comme nous l'avons dit au début de ce chapitre, un mortier se compose de grains de sable reliés entre eux par un ciment. Dans ce matériau le sable peut être considéré comme réservoir à inertie, le ciment qui sert de liant entre les grains comme réservoir à élasticité [Y. Rocard (28)].

Au cours d'une expérience et pour un échantillon donné la disposition des grains de sable reste inchangée, seule varie la qualité de la liaison entre les grains.

Si le mortier pouvait être considéré comme un milieu parfaitement élastique, la célérité s'exprimerait par (B. I-a) :

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

et pour rendre compte d'une augmentation de la célérité il faudrait que E augmente ou que ρ diminue.

Or, au cours de nos expériences nous avons, à plusieurs reprises, immergé simultanément dans l'eau deux éprouvettes faites avec le même mortier. Ces deux éprouvettes subissaient ensemble le phénomène de durcissement, mais tandis que l'une était placée dans le dispositif d'étude ultrasonore de la figure 12, l'autre qui était posée à côté, était pesée à intervalles de temps réguliers. Nous n'avons pas observé de variation notable dans le poids de l'éprouvette témoin. Aussi la diminution de la masse spécifique ne pouvant être tenue comme responsable de l'accroissement de la célérité, nous devons conclure à un accroissement de E .

Prenons alors une éprouvette faite avec du ciment Portland pur (sans sable) et comme nous l'avons fait pour les éprouvettes de mortier, étudions son comportement du point de vue ultrasonore au cours du phénomène de durcissement. Nous constatons dans cette éprouvette :

1° Que la célérité croît en fonction du temps, et qu'elle croît à peu près comme le fait la célérité dans une éprouvette de mortier fabriqué avec le même ciment.

L'accroissement de la célérité que nous avons observé dans les éprouvettes de mortier fabriqué avec du ciment Portland est donc bien dû, au moins en partie, à la qualité du liant, à la qualité de la liaison entre les grains.

2° Que l'absorption décroît en fonction du temps, et qu'elle décroît comme le fait l'absorption dans une éprouvette de mortier, mais en lui étant toujours inférieure.

Or, la technique nous apprend que la résistance à la compression est plus forte [M. Duriez (13)] pour une éprouvette de ciment pur que pour une éprouvette de mortier fait avec le même ciment. Nous retrouvons le résultat déjà énoncé qui dit que plus la résistance à la compression est forte, plus l'absorption est faible. Nous pouvons donc dire que les propriétés absorbantes du liant sont une des causes de l'absorption dans un mortier, mais non la seule cause puisque dans un mortier l'absorption est toujours plus forte que dans le ciment pur.

La technique (13) nous apprend encore que la résistance à la compression varie :

— avec la propreté des grains de sable (c'est-à-dire avec leur faculté d'adhérence au liant) ;

— avec la granulométrie du sable (celle-ci doit être aussi compacte que possible) ;

— avec la quantité respective de sable et de ciment employée (elle dépend de la granulométrie du sable).

Tous ces facteurs sont autant de paramètres qui influent sur l'absorption ultrasonore et qui tous regardent la qualité de liaison entre les grains.

A cause de l'existence du phénomène d'absorption, le mortier ne peut donc pas être considéré comme un milieu parfaitement élastique et les équations (1) et (2) ne peuvent suffire à rendre compte de la propagation des vibrations ultrasonores. Ces équations sont du reste analogues à celles rencontrées en électricité dans l'étude de la propagation dans les lignes sans pertes où nous avons :

$$(4) \quad \frac{\partial V}{\partial x} = -L \frac{\partial i}{\partial t},$$

$$(5) \quad \frac{\partial i}{\partial x} = -C \frac{\partial V}{\partial t},$$

V étant la tension en un point de la ligne, i le courant, l'inductance L et la capacité C deux grandeurs kilométriques caractéristiques de cette ligne.

Nous voyons, en comparant les équations (4) et (5) aux équations (1) et (2), que, pour passer du système électrique au système mécanique et *vice versa*, il suffira de faire correspondre :

la tension V à la pression p ,

l'intensité i à la vitesse u ,

la self L à la masse spécifique ρ ,

la capacité C à l'inverse du coefficient d'élasticité E , soit $\frac{1}{E}$.

Cependant, pour l'étude de la propagation du courant alternatif dans les lignes réelles, on introduit deux autres grandeurs caractéristiques définies aussi par unité de longueur :

— la résistance ohmique R ;

— la perdittance G comprenant les pertes dues aux fuites par les mauvais isollements et les pertes spéciales dans les diélectriques et éventuellement les pertes par radiation ou rayonnement [A. Mauduit (23)]. Nous obtenons alors les équations de propagation suivantes :

$$(6) \quad \frac{\partial V}{\partial x} = -Ri - L \frac{\partial i}{\partial t},$$

$$(7) \quad \frac{\partial i}{\partial x} = -GV - C \frac{\partial V}{\partial t},$$

équations valables tant que les quatre grandeurs caractéristiques R , L , G et C restent constantes.

Nos résultats expérimentaux mettent en évidence l'importance de la résistance à la compression dans l'absorption des ondes ultrasonores. La résistance à la compression, R_c , comme le module d'Young, E , a les dimensions d'une pression. Mais alors que le module d'Young qualifie l'élasticité d'un matériau, à elle seule la connaissance de la résistance à la compression ne peut suffire à nous renseigner sur l'élasticité ou l'inélasticité d'un matériau. Cette grandeur qui, ne l'oublions pas, est la valeur de la contrainte qui provoque la rupture du matériau, ne nous donne aucun renseignement sur les phénomènes d'hystérésis mécanique ou autres qui sont susceptibles de se produire et de provoquer de l'absorption.

On peut alors penser par analogie aux équations de propagation dans les lignes à écrire les équations de propagation dans un milieu réel de la façon suivante :

$$(8) \quad \frac{\partial p}{\partial x} = -fu - \rho \frac{\partial u}{\partial t},$$

$$(9) \quad \frac{\partial u}{\partial x} = -gp - \frac{1}{E} \frac{\partial p}{\partial t},$$

f correspondant à R ;

g correspondant à G et comprenant plus spécialement les pertes dues à l'hystérésis mécanique.

En toute première approximation, un matériau quelconque, du point de vue élastique, serait alors caractérisé par les quatre grandeurs f , ρ , g et E .

De tout ceci il résulte que :

— D'une part, il n'en est pas moins vrai qu'aujourd'hui, en pratique, la connaissance de la résistance à la compression qualifie les propriétés mécaniques d'un matériau et nous pouvons affirmer que l'absorption ultrasonore dans un milieu est étroitement liée aux propriétés mécaniques de ce milieu.

— D'autre part, nos résultats sont en accord avec ceux de S. Balakrishna travaux antérieurs... qui note que dans les agrégats grossiers les célérités sont basses, l'absorption élevée, tandis que dans les agrégats fins, les célérités sont élevées et l'absorption basse.

Conclusion. — Ces mesures faites sur différents échantillons de mortier normal, à la fréquence ultrasonore de 1,1 MHz nous montrent que les propriétés mécaniques d'un matériau conditionnent dans une mesure certaine la propagation des ondes ultrasonores dans ce matériau. Autrement dit, l'étude de l'absorption dans un matériau donne des renseignements précieux sur la qualité des liaisons intergranulaires, donc sur l'élasticité de ce matériau.

Nous pensons qu'une telle étude pourrait systématiquement être jointe à celles qui fournissent déjà les valeurs des caractéristiques classiques d'un matériau, telles que la valeur si employée aujourd'hui de la résistance à la compression R_c .

Cette étude, faite sur une grande échelle permettrait simultanément :

- de mettre en évidence les paramètres qui jouent un rôle essentiel dans le phénomène d'absorption des ondes ultrasonores,
- d'améliorer la qualité des mortiers.

C'est avec le désir d'entreprendre quelques mesures dans le cas où la longueur d'onde ultrasonore devient de l'ordre de grandeur de la dimension moyenne de l'élément de structure d'un matériau, que nous avons étudié dans le chapitre suivant, différents échantillons d'acier à des fréquences ultrasonores différentes.

C. — TROISIÈME PARTIE

Étude de la propagation des ondes ultrasonores dans différents échantillons d'acier.

Introduction. — Dans ce chapitre, c'est la dimension moyenne de l'élément de structure du matériau qui sera notre variable et nous chercherons à connaître quelle est l'influence de cette variable sur la propagation des ondes ultrasonores dans le matériau.

Les mesures ont été effectuées dans les Laboratoires des Forges et Aciéries de Pòmpey.

I. — Étude expérimentale.

a) **Description des éprouvettes d'acier employées.** — Les éprouvettes sont cylindriques.

Elles ont 3 cm de diamètre et 6 cm de long.

Les cinq premières éprouvettes sont formées d'un même acier, ayant subi des traitements thermiques différents, ce qui fait que la grosseur moyenne du grain croît d'une éprouvette à l'autre.

L'échantillon n° 1 a une dimension moyenne de grain de 0,0029 cm.

»	n° 2	»	»	0,0082	»
»	n° 3	»	»	0,0117	»
»	n° 4	»	»	0,0160	»
»	n° 5	»	»	0,0286	»

Les grains de l'échantillon n° 6 qui est fait avec le même acier mais moulé sont beaucoup plus gros. Leur dimension moyenne est de 0,18 cm.

Nous donnons les photographies des grains des cinq premiers échantillons sur la planche II, figure 21. Le grossissement est de 50.

b, Appareil ultrasonore employé et conditions de travail. — L'appareil ultrasonore utilisé est un appareil allemand : Impuls Schallgerät, Dr. J. H. Krautkrämer (Cologne).

Il travaille aux fréquences de 2 MHz, 4 MHz et 6 MHz.

Si nous prenons comme valeur de la célérité dans l'acier :

$$c = 5\,136 \text{ m/sec}$$

les longueurs d'onde correspondantes seront pour :

$N = 2 \text{ MHz}$	$\lambda = 0,258 \text{ cm}$	$\frac{\lambda}{2} = 0,129 \text{ cm}$
$N = 4 \text{ MHz}$	$\lambda = 0,128 \text{ cm}$	$\frac{\lambda}{2} = 0,064 \text{ cm}$
$N = 6 \text{ MHz}$	$\lambda = 0,086 \text{ cm}$	$\frac{\lambda}{2} = 0,043 \text{ cm}$

Nous travaillons par réflexion et nous notons la hauteur du premier écho après un aller et retour de l'impulsion ultrasonore, pour chacun des six échantillons que nous possédons. D'abord à 2 MHz (pour un réglage donné de l'appareillage émetteur-récepteur et oscillographe), puis à 4 MHz, enfin à 6 MHz.

c) Résultats des mesures et discussion de ces résultats. — Nous donnons les courbes obtenues (fig. 22), en mettant en abscisse la dimen-

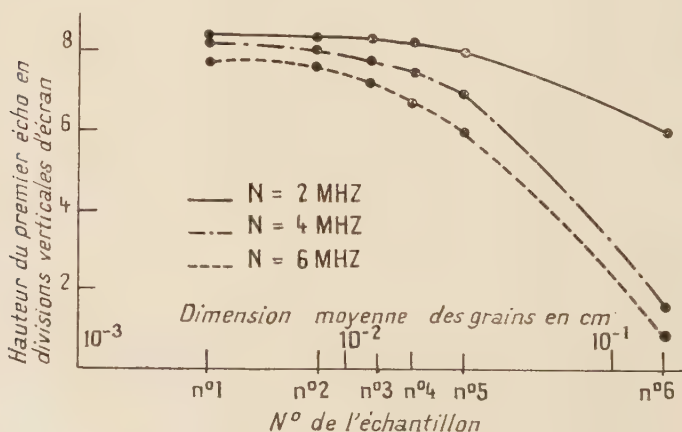


Fig. 22.

sion moyenne des grains en centimètres et le numéro de l'échantillon essayé et en ordonnée, la hauteur de l'amplitude du premier écho reçu, en divisions verticales sur l'écran de l'oscilloscope. Chacune des courbes est relative à une fréquence déterminée. Nous faisons la mesure, pour les fréquences de 2, 4 et 6 MHz.

Pour les cinq premiers échantillons, la dimension moyenne des grains reste petite devant la demi-longueur d'onde aux fréquences utilisées. Dans le cas le plus favorable qui est celui de l'échantillon n° 5, en utilisant la fréquence de 6 MHz, la demi-longueur d'onde est de 0,043 cm et la dimension moyenne des grains de 0,028 cm. L'absorption commence à se faire sentir.

L'absorption est au contraire toujours très forte pour l'échantillon n° 6 en acier moulé. Elle augmente avec la fréquence quand on passe de 2 à 6 MHz. L'augmentation est surtout brutale entre 2 et 4 MHz.

Ces mesures montrent une absorption anormalement forte quand la longueur d'onde ultrasonore devient de l'ordre de grandeur de la dimension moyenne de l'élément de structure du matériau, ce qui rejoint les nombreux résultats fournis par la littérature.

Cependant, on doit reconnaître qu'il est impossible de faire varier uniquement la dimension moyenne de l'élément de structure d'un matériau sans agir aussi sur ses propriétés mécaniques. Ceci est vrai notamment, dans nos mesures, pour l'éprouvette n° 6 en acier moulé et les cinq premières éprouvettes. Toutes sont formées d'un même acier mais les traitements ultérieurs ayant été différents, d'une éprouvette à l'autre la qualité de la liaison entre les grains n'est pas obligatoirement la même et cette qualité influe certainement sur la valeur du coefficient d'absorption.

C'est en espérant obtenir des renseignements sur le rôle que joue la dimension moyenne de l'élément de structure d'un matériau dans la propagation des ondes ultrasonores que nous avons entrepris une étude théorique de la propagation de ces ondes dans un milieu feuilleté [M. L. Gaulard (16)].

II. Étude théorique de la propagation des ondes ultrasonores dans un milieu feuilleté indéfini.

a) Caractérisation du milieu feuilleté. — Nous caractérisons toujours, dans ce chapitre, un milieu matériel quelconque par les quatre grandeurs que nous avons introduites précédemment (B. II-c) : la masse spécifique, le module d'Young, et f et g qui se rapportent à l'absorption.

Soit maintenant un milieu matériel indéfini, formé de couches successives et régulières de matériau (1) et de matériau (2) (fig. 23).

Nous supposons toujours les vibrations sinusoïdales.

Pour le milieu (1) considéré seul, il est caractérisé par f_1 , g_1 , ρ_1 et E_1 et nous avons les équations de propagation :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -(f_1 + j\omega\rho_1)u,$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\left(g_1 + j\frac{\omega}{E_1}\right)p$$

qui donnent les solutions :

$$u = (A_1 e^{-k_1 x} + B_1 e^{k_1 x}) e^{j\omega t}$$

$$p = Z_1 (A_1 e^{-k_1 x} - B_1 e^{k_1 x}) e^{j\omega t}$$

A_1 est l'amplitude de l'onde incidente ;

B_1 est l'amplitude de l'onde réfléchie.

$$k_1 = \sqrt{(f_1 + j\omega\rho_1)\left(g_1 + j\frac{\omega}{E_1}\right)} = \alpha_1 + j\beta_1$$

α_1 est le coefficient d'absorption.

$$\beta_1 = \frac{2\pi N}{b_1} \quad b_1 \text{ est la célérité, } N \text{ la fréquence.}$$

$$Z_1 = \sqrt{\frac{f_1 + j\omega\rho_1}{g_1 + j\frac{\omega}{E_1}}}$$

Pour le milieu (2), considéré seul il est caractérisé par f_2 , g_2 , ρ_2 , E_2 dont dépendent k_2 , α_2 , $\beta_2 = \frac{2\pi N}{b_2}$, A_2 , B_2 et Z_2 , nous avons les mêmes équations correspondantes.

Enfin, nous caractérisons le milieu feuilleté résultant par f , ρ , g , E

dont dépendent K , α , $\beta = \frac{2\pi N}{b}$, A , B et Z .

Si l_1 est l'épaisseur de la couche de matériau (1), si l_2 est l'épaisseur de la couche de matériau (2), l'épaisseur de l'élément de structure du matériau résultant est $L = l_1 + l_2$.

Comme dans la propagation du courant alternatif dans les lignes où l'on assimile celles-ci à une suite indéfinie de quadripôles identiques, nous considérons une cellule élémentaire formée par deux couches successives des matériaux (1) et (2). Comme nous

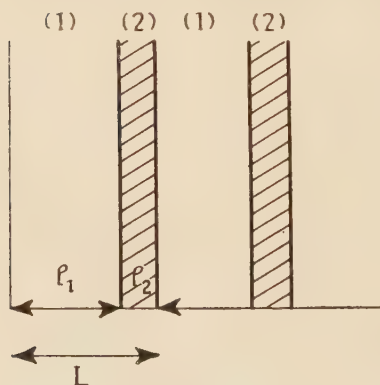


Fig. 23.

venons de le voir cette cellule a une épaisseur L et le milieu étudié peut être considéré comme une suite indéfinie de telles cellules.

b) **Étude théorique de la propagation des ondes ultrasonores dans un tel milieu.** — Nous utilisons alors une méthode de calcul analogue à celle employée en mécanique ondulatoire pour l'étude des barrières de potentiel. Nous écrivons que lorsqu'il y a propagation d'une onde longitudinale dans le milieu feuilleté, il y a continuité des vitesses et des pressions sur chacune des surfaces de séparation [C. Kittel (19)].

Pour une cellule élémentaire, les conditions de continuité aux surfaces de séparation donnent les quatre équations suivantes :

pour $x = l_1$:

$$\langle 10 a \rangle \quad A_1 e^{-k_1 l_1} + B_1 e^{k_1 l_1} = A_2 e^{-k_2 l_1} + B_2 e^{k_2 l_1},$$

$$\langle 10 b \rangle \quad Z_1 [A_1 e^{-k_1 l_1} - B_1 e^{k_1 l_1}] = Z_2 [A_2 e^{-k_2 l_1} - B_2 e^{k_2 l_1}]$$

pour $x = L$:

$$\langle 10 c \rangle \quad A_2 e^{-k_2 L} + B_2 e^{k_2 L} = (A_1 + B_1) e^{-KL},$$

$$\langle 10 d \rangle \quad Z_2 [A_2 e^{-k_2 L} - B_2 e^{k_2 L}] = Z_1 (A_1 - B_1) e^{-KL}.$$

En tirant A_1 de la première équation et en reportant sa valeur dans les trois autres on obtient le système suivant de trois équations à trois inconnues A_2, B_1, B_2 :

$$\langle 11 a \rangle \quad A_2 (Z_1 - Z_2) e^{-k_2 l_1} - 2B_1 Z_1 e^{k_1 l_1} + B_2 (Z_1 + Z_2) e^{k_2 l_1} = 0,$$

$$\langle 11 b \rangle \quad A_2 (e^{-k_2 l_2} - e^{-KL} e^{k_1 l_1}) e^{-k_2 l_1} + B_1 (e^{2k_1 l_1} - 1) e^{-KL} \\ + B_2 (e^{k_2 l_2} - e^{-KL} e^{k_1 l_1}) e^{k_2 l_1} = 0,$$

$$\langle 11 c \rangle \quad A_2 (Z_2 e^{-k_2 l_2} - Z_1 e^{-KL} e^{k_1 l_1}) e^{-k_2 l_1} + B_1 Z_1 (e^{2k_1 l_1} + 1) e^{-KL} \\ - B_2 (Z_2 e^{k_2 l_2} + Z_1 e^{-KL} e^{k_1 l_1}) e^{k_2 l_1} = 0.$$

Pour avoir une solution de ces équations telle que A_2, B_1, B_2 soient différents de 0, il faut que le déterminant des coefficients des inconnues soit nul.

Ce qui donne la condition :

$$\langle 12 \rangle \quad (Z_1 + Z_2)^2 \operatorname{ch} (k_1 l_1 + k_2 l_2) - (Z_1 - Z_2)^2 \operatorname{ch} (k_1 l_1 - k_2 l_2) \\ = 4Z_1 Z_2 \operatorname{ch} KL.$$

L'inconnue est $\operatorname{ch} KL$.

Nous allons résoudre cette équation dans le cas particulier où nous avons :

$$f_1 = g_1 = f_2 = g_2 = 0,$$

c'est-à-dire dans le cas où les deux matériaux 1 et 2 n'absorbent pas.

Ce qui revient à avoir $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$, c'est-à-dire :

$$k_1 = j\beta_1 \quad k_2 = j\beta_2 \\ Z_1 = \sqrt{\rho_1 E_1} \quad Z_2 = \sqrt{\rho_2 E_2}$$

Z_1 et Z_2 sont réels.

Examinons ce que devient notre condition :

$$\begin{aligned}
 \text{ch KL} &= \text{ch } (\alpha + j\beta)L = \text{ch } \alpha L \cos \beta L + j \text{sh } \alpha L \sin \beta L \\
 \text{ch } (k_1 l_1 + k_2 l_2) &= \text{ch } j(\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2) = \cos (\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2) \\
 \text{ch } (k_1 l_1 - k_2 l_2) &= \text{ch } j(\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2) = \cos (\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2) \\
 (13) \quad \text{ch KL} &= \text{ch } \alpha L \cos \beta L + j \text{sh } \alpha L \sin \beta L \\
 &= \frac{(Z_1 + Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} \cos (\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2) - \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} \cos (\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2).
 \end{aligned}$$

Le deuxième terme est réel. Il faut que l'on ait soit :

$$\begin{aligned}
 \text{soit :} \quad \sin \beta L &= 0 & \beta L &= k\pi \\
 \text{sh } \alpha L &= 0 & \alpha &= 0.
 \end{aligned}$$

Cherchons les conditions que nous devons remplir pour avoir $\alpha = 0$ dans le milieu étudié.

Dans ce cas $\text{ch } \alpha L = 1$, et la condition devient :

$$(14) \quad \cos \beta L = \frac{(Z_1 + Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} \cos (\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2) - \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} \cos (\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2)$$

Pour que cette équation ait une solution, il faut que l'on ait :

$$(15) \quad -1 \leq \cos \beta L \leq +1.$$

Nous résolvons graphiquement ces deux inégalités de la façon suivante :

Nous avons tout d'abord la première inégalité :

$$\frac{(Z_1 + Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} \cos (\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2) - \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} \cos (\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2) \leq 1$$

que nous écrivons :

$$(16 a) \quad \frac{(Z_1 + Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} \cos (\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2) \leq 1 + \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} \cos (\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2)$$

puis la deuxième inégalité :

$$-1 \leq \frac{(Z_1 + Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} \cos (\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2) - \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} \cos (\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2)$$

que nous écrivons :

$$(16 b) \quad \frac{(Z_1 + Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} \cos (\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2) \geq -1 + \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} \cos (\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2)$$

soit alors les trois fonctions :

$$(17 a) \quad y_1 = \frac{(Z_1 + Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} \cos (\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2).$$

$$(17\ b) \quad y_2 = 1 + \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{4Z_1Z_2} \cos(\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2).$$

$$(17\ c) \quad y_3 = -1 + \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{4Z_1Z_2} \cos(\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2).$$

Nous aurons $\alpha = 0$ dans le milieu étudié partout où y_1 sera compris entre y_2 et y_3 :

$$(18) \quad y_3 \leq y_1 \leq y_2.$$

Nous tracerons les trois courbes représentatives de y_1, y_2, y_3 en fonction de la fréquence, l_1 et l_2 les épaisseurs respectives des couches étant constantes, ou bien à fréquence constante, en fonction de l'épaisseur de l'une des couches, l'autre restant constante.

III. — Application de cette étude théorique

à l'étude de la propagation dans différents échantillons d'acier.

a Assimilation du milieu à structure granulaire à un milieu feuilleté indéfini. — Nous nous reportons pour cette application aux mesures d'absorption que nous avons faites dans les Laboratoires des Forges et Aciéries de Pompey (C. I) sur différents échantillons d'acier en fonction de la dimension moyenne de l'élément de structure du matériau, et nous rappelons les travaux de E. de Kerverseau, J. Bleton et P. Bastien (18) sur les anomalies de propagation des ultrasons dans les métaux en liaison avec la structure qui avaient conduit ces auteurs « à faire appel... à la présence aux joints des grains d'une enveloppe dont les propriétés élastiques pour un métal et un état physico-chimique donnés, doivent être constantes et en tout cas nettement différentes de celles du métal formant l'intérieur des grains, ..., conclusions ... en bon accord avec les théories attribuant aux joints des cristaux des propriétés particulières très différentes de celles de la masse du cristal ».

Les photographies de la figure 21 nous montrent la structure respective des différents échantillons que nous avons étudiés.

En vue de l'étude théorique nous caractérisons les grains par :

ρ_1 masse spécifique,

c_1 célérité,

l_1 dimension moyenne des grains (qui est la variable)

et les régions intergranulaires par :

ρ_2 masse spécifique,

c_2 célérité,

l_2 épaisseur moyenne de ces régions.

Nous supposons en outre pour simplifier : $f_1 = g_1 = f_2 = g_2 = 0$, ce qui donne :

$$Z_1 = \rho_1 c_1 \quad Z_2 = \rho_2 c_2.$$

La présence aux joints des grains d'une enveloppe dont les propriétés élastiques sont nettement différentes de celles du métal formant l'intérieur des grains implique que Z_1 soit très différent de Z_2 . D'autre part, l'épaisseur de l'enveloppe l_2 est petite devant la dimension moyenne du grain l_1 .

Si nous assimilons le milieu à structure granulaire à un milieu feuilleté, ce milieu feuilleté sera composé d'une part de couches représentant l'intérieur des grains et caractérisées par ρ_1 , c_1 , l_1 et d'autre part de couches représentant l'enveloppe des grains et caractérisées par ρ_2 , c_2 , l_2 avec comme conditions :

$$\rho_1 c_1 \neq \rho_2 c_2 \quad \text{et} \quad l_1 \gg l_2 = \varepsilon.$$

b) Détermination de la bande passante d'un tel milieu. — Pour connaître la bande passante d'un tel milieu feuilleté en fonction de l'épaisseur l_1 des couches de matériau 1, nous devons tracer les trois courbes représentant à fréquence constante les fonctions y_1 , y_2 et y_3 que nous avons définies au paragraphe C. II-b et, comme nous l'avons vu, nous devons vérifier la condition (18) :

$$y_3 \leq y_1 \leq y_2.$$

Nous écrivons :

$$m = \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}$$

ce qui donne :

$$\frac{(Z_1 + Z_2)^2}{4Z_1 Z_2} = \frac{m^2 + 1}{4m} + \frac{1}{2} \quad (Z_1 - Z_2)^2 = \frac{m^2 + 1}{4m} - \frac{1}{2},$$

d'autre part, puisque nous avons posé $l_2 = \varepsilon$ nous avons :

$$\begin{aligned} \beta_1 l_1 + \beta_2 l_2 &= 2\pi N \left(\frac{l_1}{c_1} + \frac{\varepsilon}{c_2} \right) = \frac{2\pi N}{c_1} \left(l_1 + \varepsilon \frac{c_1}{c_2} \right) \\ \beta_1 l_1 - \beta_2 l_2 &= 2\pi N \left(\frac{l_1}{c_1} - \frac{\varepsilon}{c_2} \right) = \frac{2\pi N}{c_1} \left(l_1 - \varepsilon \frac{c_1}{c_2} \right). \end{aligned}$$

Les trois fonctions y_1 , y_2 et y_3 s'écrivent :

$$(19 a) \quad y_1 = \left[\frac{m^2 + 1}{4m} + \frac{1}{2} \right] \cos \frac{2\pi N}{c_1} \left(l_1 + \varepsilon \frac{c_1}{c_2} \right).$$

$$(19 b) \quad y_2 = 1 + \left[\frac{m^2 + 1}{4m} - \frac{1}{2} \right] \cos \frac{2\pi N}{c_1} \left(l_1 - \varepsilon \frac{c_1}{c_2} \right).$$

$$(19 c) \quad y_3 = -1 + \left[\frac{m^2 + 1}{4m} - \frac{1}{2} \right] \cos \frac{2\pi N}{c_1} \left(l_1 - \varepsilon \frac{c_1}{c_2} \right).$$

Nous faisons l'application numérique pour les fréquences auxquelles nous avons travaillé : $N = 2$ MHz, 4 MHz, 6 MHz. Nous caractérisons le milieu 1 qui représente l'intérieur des grains par les valeurs habituelles de l'acier, soit :

$$\begin{aligned}\rho_1 &= 7,8 \text{ C. G. S.}, \\ c_1 &= 5,136 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}, \\ \rho_1 c_1 &= 40 \cdot 10^5 \text{ C. G. S.}, \\ l_1 &= \text{épaisseur des couches de milieu 1, variable.}\end{aligned}$$

Pour caractériser le milieu 2 qui représente les régions intergranulaires, nous savons que nous devons respecter l'hypothèse $\rho_1 c_1 \neq \rho_2 c_2$, mais nous ne connaissons pas les valeurs propres de ρ_2 et de c_2 . Ces régions intergranulaires forment toutefois un milieu solide, aussi si nous regardons le tableau que donne L. Bergmann (7) et qui concerne les caractéristiques élastiques et acoustiques d'un grand nombre de milieux solides, nous voyons que pour tous ces milieux la célérité est toujours de l'ordre de grandeur de 10^5 cm/sec, et que d'un milieu à l'autre elle ne varie guère que dans un rapport de 1 à 3, tandis que la masse spécifique, elle, peut varier d'un milieu à l'autre dans un rapport de 1 à 10.

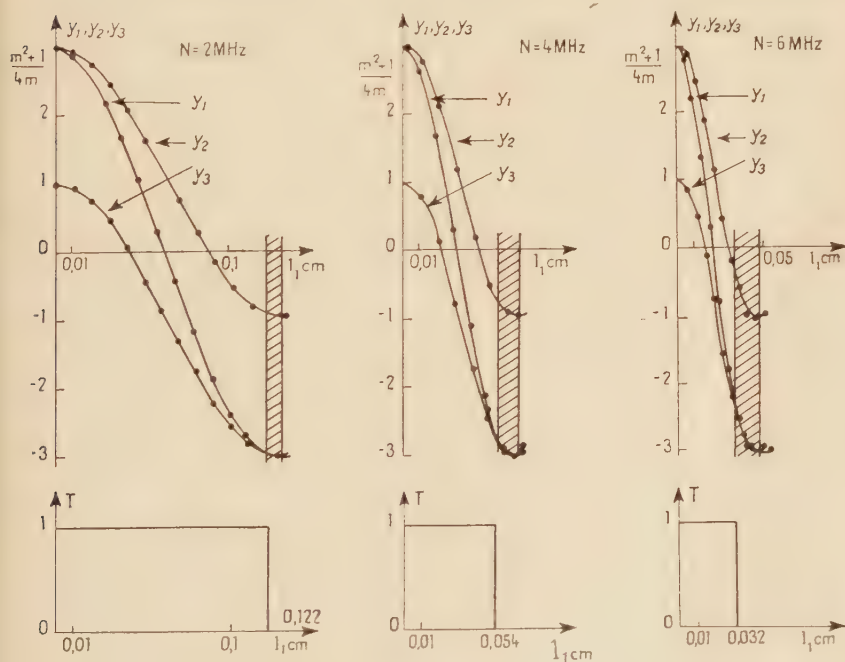


Fig. 24.

Pour caractériser les régions intergranulaires nous pouvons donc raisonnablement prendre dans notre application numérique une valeur de $\varphi_2 c_2$ telle que $m = \frac{\varphi_1 c_1}{\varphi_2 c_2} = 10$.

De plus, d'après ce que nous venons de voir, les célérités c_1 et c_2 dans les milieux 1 et 2 doivent être du même ordre de grandeur, et nous pouvons poser pour la commodité des calculs :

$$\varepsilon \frac{c_1}{c_2} = \varepsilon' \sim l_1$$

avec, étant donné la dimension moyenne des grains (C. 1-a), ε' de l'ordre de grandeur de 10^{-4} cm.

La période de la courbe y_1 est alors $T_1 = \frac{c_1}{N} - \varepsilon'$.

La période des courbes y_2 et y_3 est : $T_2 = T_3 = \frac{c_1}{N} + \varepsilon'$.

Nous reproduisons (fig. 24) pour les trois fréquences utilisées les courbes qui représentent les variations de y_1 , y_2 , y_3 , de même que les bandes passantes correspondantes en fonction de l'épaisseur des couches de milieu 1. Nous portons en ordonnée, d'un côté les valeurs numériques des fonctions y_1 , y_2 et y_3 , d'un autre côté la valeur du coefficient de transmission T qui est égal à 1 à l'intérieur de la bande passante et qui est nul à l'extérieur; pour toutes ces courbes nous portons en abscisse l_1 en centimètres.

c Discussion des résultats. — La résolution graphique nous montre d'abord que plus ε' sera petit, c'est-à-dire plus les régions intergranulaires seront étroites, plus la largeur de la bande passante tendra vers $\frac{\lambda}{2}$, demi-longueur d'onde des ultrasons dans le milieu considéré. Ce résultat théorique est en accord avec la remarque de P. Bastien, J. Bleton et E. de Kerverseau (3) (4) qui disent que « les anomalies de sondage apparaissent lorsque dans la constitution micrographique à froid du métal existe un élément de structure dont la dimension moyenne est égale à une fois ou à plusieurs fois la demi-longueur d'onde des ultrasons dans le milieu considéré ».

Nous comparons maintenant les résultats théoriques de la figure 24 aux résultats expérimentaux de la figure 22, résultats que nous avons d'ailleurs rassemblés dans la figure 25.

Pour les fréquences de 4 et 6 MHz il y a un excellent accord entre la théorie et l'expérience. Pour la fréquence de 4 MHz les courbes théoriques donnent comme limite de la bande passante une valeur de l_1 égale à 0.054 cm. Figure 22, sur la courbe qui correspond à cette fréquence, nous notons pour une dimension moyenne des grains égale à 0.054 cm une forte diminution de la hauteur du premier écho, c'est-à-dire une forte augmentation de l'absorption.

Il en est de même pour la fréquence de 6 MHz où la limite de la bande passante est donnée figure 24 égale à 0,032 cm et où une dimension moyenne des grains égale à cette valeur correspond figure 22 à une nette augmentation de l'absorption. Pour la fréquence de 2 MHz, la limite de la bande passante est théoriquement de 0,122 cm, expérimentalement cette valeur appliquée à la dimension moyenne des grains correspond effectivement à une augmentation de l'absorption, mais nous sommes gênés par le fait que nous nous trouvons à l'extrémité de la courbe expérimentale.

La résolution graphique nous montre aussi l'importance de m , c'est-à-dire des propriétés élastiques respectives des grains et des joints des grains, dans la détermination de la largeur de la bande passante. Pour une même valeur de ε , épaisseur des régions intergranulaires, plus m sera grand, plus la largeur de la bande passante diminuera et quand m tendra vers 1, la largeur de la bande passante tendra vers $\frac{\lambda}{2}$.

Enfin, dans cette application, nous avons supposé f_1, g_1, f_2, g_2 nuls (C. III-a) ce qui n'est certainement qu'une toute première approximation. Les pro-

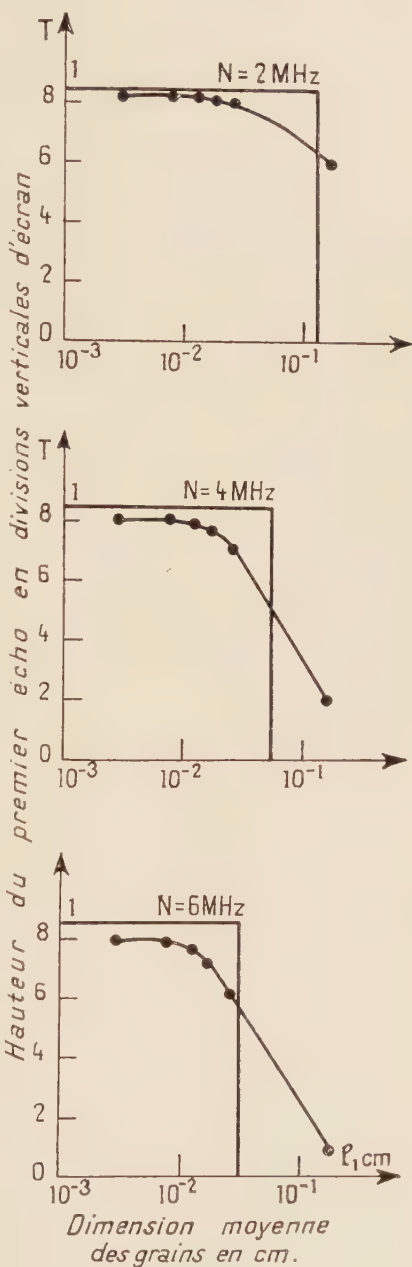


Fig. 25.

priétés absorbantes propres de chacun des deux milieux grains et surtout régions intergranulaires jouent un rôle dans la propagation des ondes ultrasonores, ce que remarquent en quelque sorte P. Bastien, J. Bleton et E. de Kerverseau (3) (4) en écrivant : « En attribuant l'existence de ces anomalies à un phénomène vibratoire à l'échelle du grain, ou d'un édifice plus complexe de la structure, il faut admettre en même temps l'influence de la capacité d'amortissement du métal qui peut modifier les phénomènes observés en atténuant les anomalies dans le cas d'un fort amortissement des vibrations des grains. »

Conclusion. — Ces mesures faites sur différents échantillons d'acier à des fréquences différentes en fonction de la grosseur des grains, nous montrent l'existence d'un phénomène d'absorption quand, dans un matériau, la dimension moyenne de l'élément de structure devient de l'ordre de grandeur de la demi-longueur d'onde.

L'assimilation de ce milieu à structure granulaire à un milieu feuilleté artificiel nous permet de retrouver par le calcul le résultat expérimental et de plus met en évidence le rôle que joue la qualité des liaisons intergranulaires dans l'apparition et l'acuité de ce phénomène.

Ce phénomène d'absorption est en quelque sorte un phénomène parasite. Il dépend des grandeurs relatives de la dimension moyenne de l'élément de structure et de la longueur d'onde ultrasonore, et il suffit d'augmenter la longueur d'onde, donc de diminuer la fréquence pour le voir disparaître.

CONCLUSION

En règle générale, nous pouvons dire que l'absorption des ondes ultrasonores dans un matériau dépend toujours des propriétés mécaniques et des qualités élastiques de ce matériau, donc des liaisons intergranulaires. Plus les qualités élastiques et mécaniques d'un matériau sont bonnes, plus l'absorption est faible.

Le premier phénomène d'absorption que nous avons étudié est le phénomène d'absorption normal. Il est à notre avis le plus important, parce qu'il est susceptible de nous renseigner utilement sur les paramètres qui favorisent le mieux l'adhérence des grains entre eux. En recherchant plus avant les causes d'absorption dans un matériau, ce que nous souhaitons faire par la suite, il deviendra possible par là même d'en améliorer les qualités. Ceci est particulièrement vrai pour les mortiers et les aciers.

L'autre phénomène d'absorption qui apparaît quand la longueur d'onde ultrasonore devient de l'ordre de grandeur de la dimension

moyenne de l'élément de structure d'un matériau se superpose au premier : c'est un phénomène parasite : il suffit de diminuer la fréquence ultrasonore pour le faire disparaître.

Laboratoire du Professeur GUILLIEN. École Nationale Supérieure d'Électricité et de Mécanique, 2, rue de la Citadelle, Nancy (Meurthe-et-Moselle).

BIBLIOGRAPHIE

- (1) S. BALAKRISHNA. — *Proc. indian Acad. Sci., Sect. A*, 1952, **36**, n° 5, 375-380.
- (2) S. BALAKRISHNA. — *Proc. indian Acad. Sci., Sect. A*, 1955, **41**, n° 1, 12-14.
- (3) P. BASTIEN, J. BLÉTON et E. DE KERVERSEAU. — *C. R. Acad. Sci., Fr.*, 11 octobre 1948, **227**, 726-728.
- (4) P. BASTIEN, J. BLÉTON et E. DE KERVERSEAU. — *C. R. Acad. Sci., Fr.*, 1949, **229**, n° 20, 1016-1018.
- (5) P. BASTIEN, J. BLÉTON et E. DE KERVERSEAU. — *Rev. Métallurg. Fr.*, 1949, **46**, n° 5, 277-286.
- (6) L. BERGMANN. — *Der Ultraschall*, Stuttgart, S. Hirzel Verlag, 1954, 652-661.
- (7) *Idem*, 650.
- (8) J. BICHELONNE et P. ANGOT. — *Le bassin ferrifère de Lorraine*, Nancy-Strasbourg, Berger-Levrault, 1939.
- (9) G. BRUHAT. — *Mécanique*, Paris, Masson, 1955, 672-692.
- (10) J. COURBON. — *Cours de résistance des matériaux*, Paris, Dunod, 1955, 34-35.
- (11) *Idem*, 36-47.
- (12) M. DURIEZ. — *Traité de Matériaux de Construction*, Paris, Dunod, 1950, 230-240.
- (13) *Idem*, 229 et 252-268.
- (14) FL. A. FIRESTONE. — *Non destructive testing*, 1948, **7**, 5-19.
- (15) A. FOUILLÉ. — *Physique des vibrations*, Paris, Dunod, 1954, 112-118.
- (16) M.-L. GAULARD. — *C. R. Acad. Sci. Fr.*, 1957, **244**, n° 20, 2486-2488.
- (17) N. GROSSMAN. — *J. Metals*, U. S. A., 1953, **5**, n° 9, 1082.
- (18) E. DE KERVERSEAU, J. BLÉTON et P. BASTIEN. — *Rev. Métallurg. Fr.*, 1950, **47**, n° 6, 421-446.
- (19) C. KITTEL. — *Introduction to solid State Physics*, New York, J. Wiley, 1953, 60-64.
- (20) W. P. MASON et H. J. MCSKIMIN. — *J. acoust. Soc. Amer.*, mai 1947, **19**, 464-473.
- (21) W. P. MASON et H. J. MCSKIMIN. — *J. appl. Phys.*, U. S. A., 1948, **19**, 940; 1949, **20**, 228-229.
- (22) E. MATSUKAWA et A. N. HUNTER. — *Proc. phys. Soc., Sect. B*, G-B, 1956, **69**, n° 8, 847-848.

- (23) A. MAUDUIT. — *Installations électriques à haute et basse tension*, Paris, Dunod, 1926, 220-225.
- (24) L. G. MERRILOV. — *Zh. tekhn. Fiz. S. S. S. R.*, 1957, **27**, n° 5, 1045-1050.
- (25) Norme Française A. F. N. O. R. — N. F. P. 15.301 (mars 1956). Échantillons et éprouvettes, techniques des essais.
- (26) H. POINCARÉ. — *Leçons sur la théorie de l'élasticité*, Paris, C. Carré, 1892, 118.
- (27) E. RAGUIN. — *Géologie des gîtes minéraux*, Paris, Masson, 1940.
- (28) Y. ROCARD. — *Dynamique générale des vibrations*, Paris, Masson, 1960, 41.
- (29) R. L. RODERCK et R. TRUELL. — *J. appl. Phys.*, U. S. A., 1952, **23**, n° 2, 267-279.
- (30) W. ROTH. — *J. appl. Phys.*, U. S. A., octobre 1948, **19**, 901-910.
- (31) E. TINCELIN. — Conférence internationale sur les pressions de terrains et les soutènements dans les chantiers d'exploitation, Institut National de l'Industrie Charbonnière, Liège, avril 1951.
- (32) R. TRUELL et J. BRONZO. — *Phys. Rev.*, U. S. A., 1953, **90**, n° 1, 152.

PLANCHE I

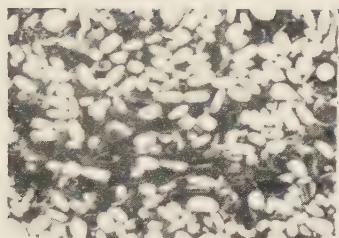


Fig. 1.

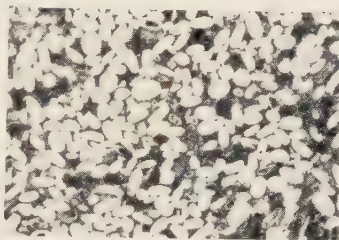


Fig. 2.

PLANCHE II

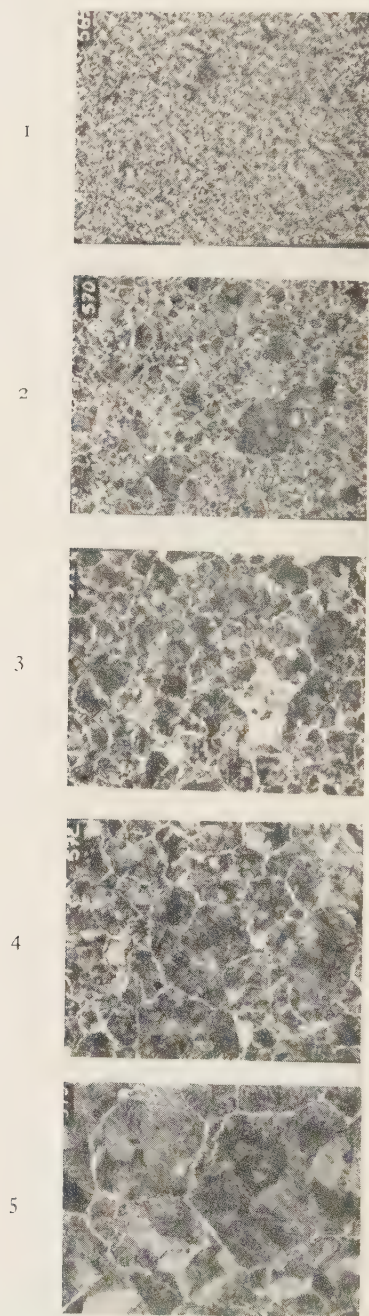


Fig. 21.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Propagation d'ondes de surface
le long d'un conducteur.

VU ET APPROUVÉ :

Nancy, le 2 mars 1961.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

E. URION.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Université de Nancy,

P. IMBS.

